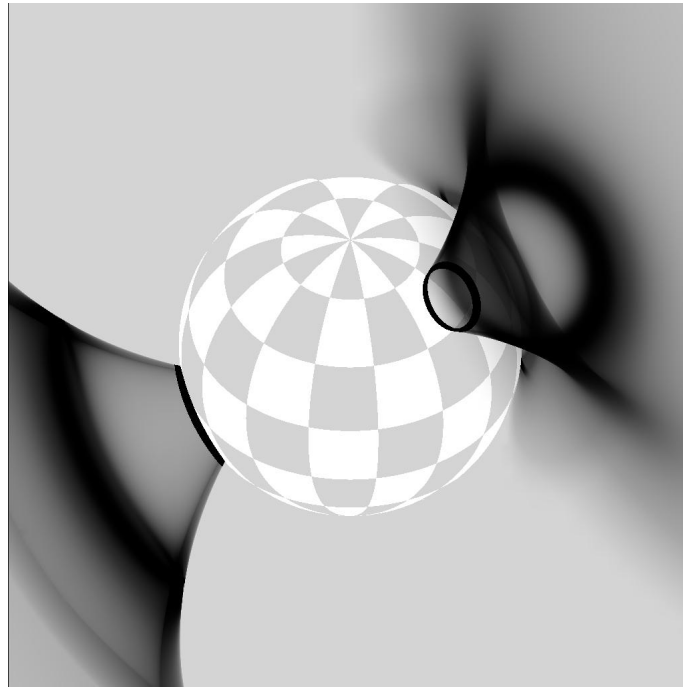


MODELLIERUNG UND ANALYSE VON PULSFORMEN AKKRETIERENDER RÖNTGENPULSARE

HOHLE AKKRETIONSSÄULEN



JULIA SCHULTZ

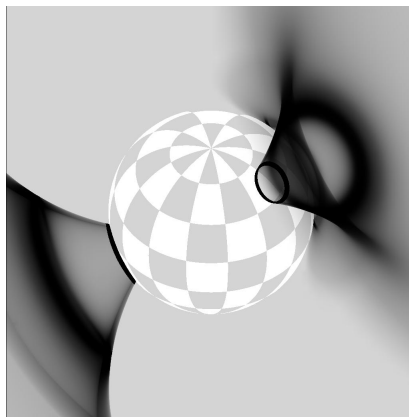
U Universitätsverlag
Hildesheim

2016

MODELLIERUNG UND ANALYSE VON PULSFORMEN AKKRETIERENDER RÖNTGENPULSARE

HOHLE AKKRETIONSSÄULEN

DISSERTATION



zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

(Dr. rer. nat.)

Fachbereich IV
Institut für Physik
Stiftung Universität Hildesheim

vorgelegt von

JULIA SCHULTZ

TAG DER DISPUTATION: 06.07.2015

DEKAN:

Prof. Dr. M. Sauerwein

1. BERICHTERSTATTER:

Prof. Dr. U. Kraus

2. BERICHTERSTATTER:

Prof. Dr. A. Santangelo

ABSTRACT

An X-ray pulsar is a highly magnetized neutron star with a main sequence star companion. The closeness of the stars in the binary system allows the neutron star to accrete matter from its companion. Gas approaches the star via an accretion disc, spiraling inward and following magnetic field lines onto the magnetic poles producing two X-ray hot spots. Due to the rotation of the neutron star the emission is observed pulsed.

In the last few years the number of X-ray pulsar observations has risen. Although the observational data gained in quality there is still no comprehensive model that could explain both physical and geometrical properties of X-ray pulsars. In this work a model for a hollow accretion column is investigated in detail. The model includes reprocessing of radiation in the accretion stream, the generation of a halo on the neutron star surface as well as all relativistic effects.

The intention of this thesis is to understand beam patterns of medium-luminosity X-ray pulsars better as well as to apply these findings to observed pulsars like Cen X-3 or A0535+26. For detailed analyses the beam pattern was divided up into the contributions of the halo outside the column, the halo inside the column, the column outside, the column inside, and reprocessing in the accretion stream. Through variations of physical parameters such as cyclotron energy, plasma velocity at the column boundary, width of the column, wall thickness and effective temperature of the inner column wall, their influence on the total beam pattern and on the individual contributions will be researched.

In the scope of this work, beam patterns were calculated for the X-ray pulsars Cen X-3 and A0535+26. By means of variations of the parameters given above their beam patterns were approximated as well as possible.

ZUSAMMENFASSUNG

Röntgenpulsare sind stark magnetisierte Neutronensterne, welche zusammen mit einem Hauptreihenstern ein Doppelsystem bilden. Aufgrund der geringen Entfernung der Sterne kommt es zum Materieüberstrom von der Hülle des Hauptreihensterns auf den Neutronenstern. Das überströmende ionisierte Gas sammelt sich in einer Akkretionsscheibe um den Neutronenstern und folgt dann den Magnetfeldlinien vom Innenrand der Scheibe bis zur Neutronensternoberfläche. Dort trifft das ionisierte Gas auf zwei kleine Flächen, die dann im Röntgenbereich emittieren. Infolge der Rotation des Neutronensterns erscheint die emittierte Röntgenstrahlung gepulst.

In den letzten Jahren wurden Beobachtungen immer besserer Qualität gemacht und auch die theoretische Beschreibung weiterentwickelt. Dennoch existiert bisher kein umfassendes Modell, mit dem man aus den beobachteten Röntgensignalen die physikalischen Parameter bestimmen könnte. Als Beitrag zum besseren Verständnis von Röntgenpulsaren wird in dieser Arbeit ein Modell für hohle Akkretionssäulen untersucht, das neben der Reprozessierung im oberen Akkretionsstrom und der Ausbildung eines Röntgenhalo auf der Neutronensternoberfläche auch alle relativistischen Effekte enthält.

Ziel dieser Arbeit ist, Emissionscharakteristiken, die für Röntgenpulsare mittlerer Leuchtkraft gerechnet werden, zu verstehen und diese Erkenntnisse auf aus der Beobachtung bekannte Pulsare wie Cen X-3 oder A0535+26 anzuwenden. Für eine ausführliche Auswertung der Gesamtemissionscharakteristik wird diese in einzelne Komponenten – Halo außen, Halo innen, Säule außen, Säule innen, Reprozessierung – zerlegt. Die Modellparameter Zyklotronenergie, Fallgeschwindigkeit des

Plasmas in der Randschicht unterhalb der Schockfront, Säulenbreite, Wanddicke und effektive Temperatur an der inneren Säulenwand werden systematisch variiert und es wird untersucht, wie sich dies auf einzelne Strahlungskomponenten sowie die Gesamtstrahlungscharakteristik auswirkt. Weiterhin werden Emissionscharakteristiken für die Röntgenpulsare Cen X-3 und A0535+26 gerechnet und durch Variation oben genannter Parameter jene gesucht, welche die beobachteten Pulsformen am besten wiedergeben.

DANKSAGUNG

Es gibt viele Menschen, die mich bei der Anfertigung dieser Arbeit begleitet und unterstützt haben, und denen ich an dieser Stelle gerne danken möchte.

Ein großes Dankeschön gilt Prof. Dr. Ute Kraus und Dr. Corvin Zahn. Sie haben mich während der gesamten Promotionsphase begleitet, standen mir immer mit Rat und Tat bei technischen und inhaltlichen Fragen zur Seite. Ihre Anregungen, Kommentare sowie zahlreiche Diskussionen haben zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Vielen Dank für die Betreuung und Begutachtung meiner Arbeit und den unermüdlichen Einsatz im Kampf gegen die Rechner.

Ein besonderer Dank gilt meiner Familie. Sie verstand es, mir in den richtigen Momenten Mut zu machen und mich zu motivieren. Vielen Dank für die Unterstützung!

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|-------|--|----|
| i | EINFÜHRUNG UND MOTIVATION | 1 |
| 1 | DIE ANFÄNGE DER RÖNTGENASTRONOMIE | 3 |
| 2 | MOTIVATION UND ZIELSETZUNG | 9 |
| 3 | AKKRETIERENDE RÖNTGENPULSARE | 11 |
| 3.1 | Röntgendoppelsternsysteme | 11 |
| 3.2 | HMXB und LMXB | 14 |
| 3.2.1 | High-Mass X-ray Binaries | 15 |
| 3.2.2 | Low-Mass X-ray Binaries | 15 |
| 3.3 | Akkretionsmechanismen in Doppelsternsystemen | 16 |
| 3.3.1 | Roche-Lobe Overflow | 17 |
| 3.3.2 | Windakkretion | 19 |
| 3.3.3 | Be/X-Röntgendoppelsternsystem | 21 |
| 3.4 | Akkretionsgeometrien | 22 |
| ii | MODELLVORSTELLUNG UND PARAMETERSTUDIE | 29 |
| 4 | DAS MODELL DER HOHLEN AKKRETIONSSÄULE | 31 |
| 4.1 | Der Neutronenstern | 32 |
| 4.2 | Akkretionsstrom | 37 |
| 4.3 | Akkretionsgeometrie | 38 |
| 4.4 | Emissionsregion | 40 |
| 4.5 | Reprozessierung | 42 |
| 4.6 | Magnetische Streuung | 45 |
| 4.7 | Gravitative Rotverschiebung | 45 |
| 4.8 | Relativistische Lichtablenkung | 46 |
| 4.9 | Emissionscharakteristiken | 48 |
| 5 | BEDEUTUNG DER ZYKLOTRONENERGIE | 55 |
| 5.1 | Das Magnetfeld eines Röntgenpulsars | 55 |
| 5.1.1 | Geladene Teilchen im Magnetfeld | 55 |
| 5.1.2 | Resonante Streuung | 57 |
| 5.2 | Ergebnisse der Simulationsrechnungen | 59 |
| 5.2.1 | Vergleich der Zyklotronenergien bei gleicher Photonenenergie | 60 |
| 5.2.2 | Nähere Untersuchung der Strahlungskomponenten Halo innen und Säule innen | 72 |
| 5.3 | Höhe des Resonanzbereichs in der Akkretionssäule | 81 |

| | | |
|-------|---|-----|
| 5.3.1 | Theoretische Bestimmung der Höhe | 82 |
| 5.3.2 | Bestimmung der Höhe aus den simulierten Bildern | 89 |
| 5.4 | Zusammenfassung und Diskussion | 91 |
| 6 | GRAD DES BEAMING DER EMITTIERTEN RÖNTGENSTRAHLUNG | 93 |
| 6.1 | Richtungsabhängigkeit der Strahlung bezüglich der Freifallgeschwindigkeit | 93 |
| 6.2 | Ergebnisse der Simulationsrechnungen | 98 |
| 6.2.1 | Vergleich der Fallgeschwindigkeiten bei gleicher Photonenenergie | 99 |
| 6.2.2 | Nähere Untersuchung der Strahlungskomponenten Halo und Säule außen sowie Reprozessierung | 109 |
| 6.2.3 | Vergleich der Fallgeschwindigkeiten bei variierender Säulenbreite | 126 |
| 6.3 | Zusammenfassung und Diskussion | 132 |
| 7 | STUDIE ZUR GEOMETRIE DER AKKRETIONSSÄULE | 135 |
| 7.1 | Ergebnisse der Simulationsrechnungen | 135 |
| 7.1.1 | Variation der Säulenbreite bei konstanter Wanddicke | 136 |
| 7.1.2 | Variation der Wanddicke | 159 |
| 7.2 | Zusammenfassung und Diskussion | 164 |
| 8 | VARIATION DER TEMPERATUR AN DER SÄULENINNENWAND | 167 |
| 8.1 | Bestimmung der Temperatur | 167 |
| 8.2 | Ergebnisse der Simulationsrechnungen | 171 |
| 8.2.1 | Variation der Temperatur an der Säuleninnenwand bei konstanter Säulenbreite und Wanddicke | 172 |
| 8.2.2 | Variation der Temperatur an der Säuleninnenwand bei unterschiedlicher Säulenbreite und konstanter Wanddicke | 190 |
| 8.2.3 | Variation der Temperatur an der Säuleninnenwand bei konstanter Säulenbreite und unterschiedlicher Wanddicke | 199 |
| 8.3 | Zusammenfassung und Diskussion | 203 |
| iii | MODELLIERUNG DER EMISSIONSCHARAKTERISTIKEN VON CEN X-3 UND A 0535+26 | 205 |
| 9 | VORSTELLUNG AUSGESUCHTER RÖNTGENPULSARE | 207 |
| 9.1 | Röntgenpulsar Centaurus X-3 | 207 |
| 9.2 | Röntgenpulsar A0535+26 | 210 |

| | | |
|--------|---|-----|
| 9.3 | Vorstellung des Programmcodes "Vergleiche" . . . | 211 |
| 10 | MODELLIERUNG UND ANALYSE DER PULSPROFI- LE VON CEN X-3 | 213 |
| 10.1 | Übersicht | 213 |
| 10.2 | Ergebnisse der Modellierung | 215 |
| 10.3 | Die Wahl des Winkels Θ_0 | 222 |
| 11 | MODELLIERUNG UND ANALYSE DER PULSPROFI- LE VON A0535 +26 | 225 |
| 11.1 | Übersicht | 225 |
| 11.2 | Ergebnisse der Modellierung | 226 |
| 11.2.1 | Vergleich der Ergebnisse, Teil 1 | 227 |
| 11.2.2 | Vergleich der Ergebnisse, Teil 2 | 233 |
| iv | ZUSAMMENFASSUNG | 239 |
| 12 | ZUSAMMENFASSUNG | 241 |
| v | ANHANG | 245 |
| A | EINSTELLUNGEN ZUR VARIATION DES MODELL- PARAMETERS ZYKLOTRONENERGIE | |
| B | EINSTELLUNGEN ZUR VARIATION DES MODELL- PARAMETERS FALLGESCHWINDIGKEIT | |
| C | EINSTELLUNGEN ZUR VARIATION DER MODELL- PARAMETER SÄULENBREITE UND WANDDICKE | |
| D | EINSTELLUNGEN ZUR VARIATION DES MODELL- PARAMETERS TEMPERATUR kT_i | |
| | LITERATURVERZEICHNIS | |

ACRONYMS

| | |
|-----------------|--|
| CRSF | Cyclotron Resonance Scattering Feature |
| SCO X-1 | SCOrpius X-1 |
| HER X-3 | HERcules X-3 |
| CEN X-1 | CENtaurus X-1 |
| XRB | X-Ray Binary – Röntgendoppelsternsystem |
| HEAO 2 | High Energy Astronomy Observatory 2 – Einstein-Observatory |
| EXOSAT | European X-ray Observatory SATellite |
| ROSAT | ROentgen SATellit |
| ASCA | Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics |
| BeppoSAX | Satellite for X-ray Astronomy |
| XMM | X-ray Multi-Mirror mission |
| INTEGRAL | INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory |
| NuSTAR | Nuclear Spectroscopic Telescope ARray |
| HMXB | High Mass X-ray Binaries |
| LMXB | Low Mass X-ray Binaries |
| RXTE | Rossi X-ray Timing Explorer |
| PCA | Proportional Counter Array |
| HEXTE | High Energy X-ray Timing Explorer |

Teil I

EINFÜHRUNG UND MOTIVATION

"The development of rockets and satellites capable of carrying instruments outside the absorbing layers of the Earth's atmosphere has made possible the observation of celestial objects in the x-ray range of wavelength." ¹

Riccardo Giacconi

¹ The Dawn of X-Ray Astronomy, Nobel Lecture.

DIE ANFÄNGE DER RÖNTGENASTRONOMIE

Mit den auf der vorherigen Seite beschriebenen Worten begann Riccardo Giacconi seine Rede, als er im Jahr 2002 einen Nobelpreis "for pioneering contributions to astrophysics, which have led to the discovery of cosmic X-ray sources"¹ erhielt.

Und in der Tat, während die Erdatmosphäre für extraterrestrische elektromagnetische Strahlung im optischen Spektralbereich durchlässig ist, können Röntgenstrahlen diese nicht durchdringen (Abbildung 1).

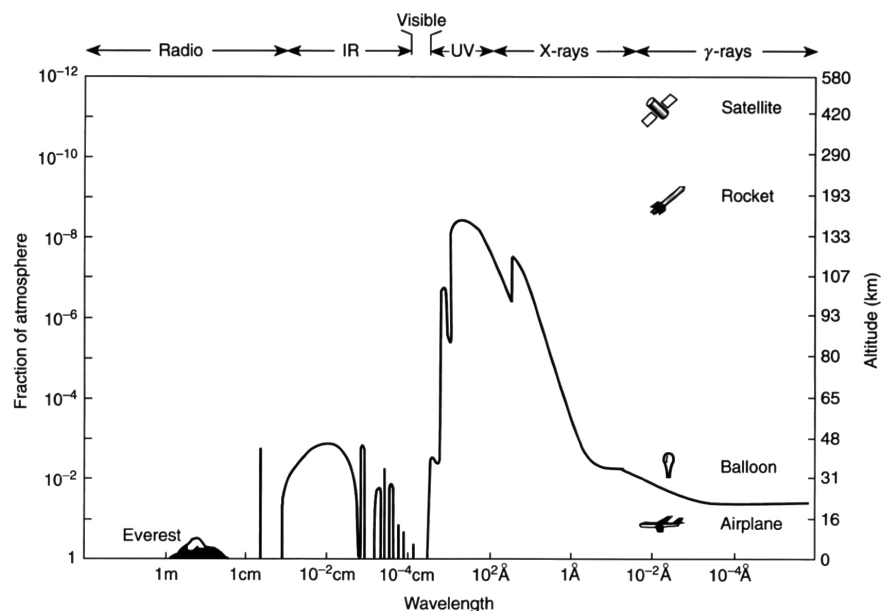


Abbildung 1: Spektrale Durchlässigkeit der Erdatmosphäre. Nur sichtbares Licht und Radiowellen können von der Erdoberfläche aus beobachtet werden. UV-Licht, Röntgenstrahlen und Gammastrahlen werden fast vollständig von der Atmosphäre absorbiert. Zur Beobachtung von höherenergetischer Röntgenstrahlung reichen spezielle Ballons bereits aus, allerdings benötigt man zur Messung von niederenergetischer Röntgenstrahlung und UV-Strahlung Raketen und Satelliten (aus Seward & Charles [78], S. 14)

¹ http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2002/,
Stand: 21.03.2014

Es ist nicht möglich, kosmische Röntgenquellen mit Hilfe von bodengebundenen astronomischen Instrumenten zu registrieren bzw. zu beobachten, allerdings durchdringt höherenergetische Röntgenstrahlung die Atmosphäre stärker als die Röntgenstrahlung im niederen Energiebereich. So ist es möglich, 30 keV Photonen mit Hilfe von Detektoren auf speziellen Ballons bereits ab einer Höhe von ca. 35 km zu messen, während für die Messung von 3 keV Photonen, ab einer Höhe von ca. 80 km, bereits Raketen benötigt werden. Mit Hilfe von Satelliten lässt sich Röntgenstrahlung bis ca. 1 keV detektieren (Seward & Charles [78]).

Unter diesem Aspekt wird klar, weshalb es den Wissenschaftlern erst im September des Jahres 1949 gelang, mit Hilfe einer mit Detektoren ausgestatteten V2-Rakete die erste kosmische Röntgenquelle – die Korona der Sonne – zu beobachten (Friedman et al. [23]).

In den Folgejahren schlossen sich genauere Untersuchungen der Sonne an, aber zur Detektion von Röntgenquellen, zum Beispiel der nächsten sonnenähnlichen Sterne, reichte die Empfindlichkeit der Messinstrumente noch nicht aus. Erst im Jahr 1962 gelang Riccardo Giacconi und seinem Team ein Durchbruch. Am 18. Juni 1962 startete eine Aerobee Rakete, ausgestattet mit drei Geigerzählern, zur Untersuchung der möglichen Wechselwirkung des Sonnenwindes mit der Mondoberfläche. Es gelang zwar nicht, Röntgenstrahlen vom Mond zu detektieren, allerdings wurde die erste Röntgenquelle außerhalb des Sonnensystems entdeckt (siehe Abbildung 2).

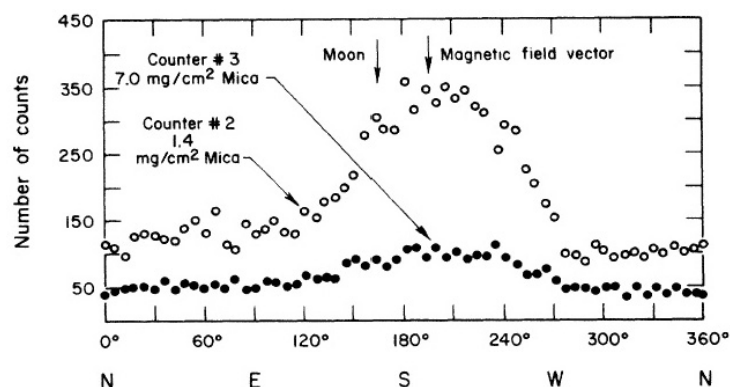


Abbildung 2: Entdeckung der ersten Röntgenquelle außerhalb des Sonnensystems - Sco X-1. Die Abbildung zeigt die Anzahl der auftreffenden Photonen in Abhängigkeit vom Azimutwinkel (mit Genehm. aus Giacconi et al. [25])

Der, wie sich später herausstellte, aus dem Sternbild Skorpion stammende Stern wurde als Scorpius X-1 bezeichnet (Sco X-1). Zu diesem Zeitpunkt war die genaue Position sowie die Natur der Röntgenquelle noch nicht klar. Bekannt war nur, dass Sco X-1 im Bereich zwischen 1 und 10 keV der hellste Röntgenstern am Himmel ist ([Giacconi \[24\]](#)).

Bis in die 1970er Jahre hinein wurde der Himmel mit Ballon- und Raketenexperimenten erkundet. Bis dahin konnten insgesamt 59 Röntgenquellen, Sco X-1 nicht eingeschlossen, detektiert werden ([NASA's HEASARC - High Energy Astrophysics Science Archive Research Center \[68\]](#)). Der erste, am 12. Dezember 1970 gestartete, Röntgensatellit UHURU brachte einen Aufschwung in der Röntgenastronomie. Längere Beobachtungszeiten und eine umfangreichere Durchmusterung des Himmels lieferten eine große Anzahl neuer Röntgenquellen, aussagekräftigere Spektren und Lichtkurven. Allein in den folgenden zehn Jahren wurden über 700 Quellen detektiert ([NASA's HEASARC - High Energy Astrophysics Science Archive Research Center \[68\]](#)). Die Art von Sco X-1 konnte allerdings erst 1971 mit Hilfe des satellitengebundenen Teleskops UHURU geklärt werden, nachdem eine längere Beobachtung dieser Quelle möglich war. Überraschenderweise stellte man fest, dass die Lichtkurve eine Ab- und Zunahme des Flusses mit einer Periodendauer von 4.84 Sekunden aufweist und, nach einer genaueren Messung der Periode, diese regelmäßigen Schwankungen unterlag ([Seward & Charles \[78\]](#)). Dieses Phänomen konnte auch bei zwei weiteren, zu dem Zeitpunkt neu entdeckten, Röntgenquellen beobachtet werden. Diese zwei Quellen waren Cen X-3, gefunden im Sternbild Centaurus ([Giacconi et al. \[26\]](#)) und Her X-1, gefunden im Sternbild Herkules ([Tananbaum et al. \[84\]](#)). Die kurze Periode ließ darauf schließen, dass es sich um einen sehr schnell rotierenden kompakten Stern handeln muss. Die zeitliche Schwankung der Pulsperiode konnte mit Hilfe des Dopplereffekts erklärt werden. Heute weiß man, dass es sich um ein akkretionsgetriebenes binäres System mit einem kompakten Objekt oder, kürzer ausgedrückt, ein Röntgendoppelsternsystem (XRB) handelt.

In der vierhundertneunundzwanzig Tage dauernden Mission von UHURU konnten bis zu 339 Röntgenquellen katalogisiert werden ([Forman et al. \[21\]](#)). Eine wiederholte Durchmusterung der gleichen Regionen sowie empfindlichere Proportionalzäh-

ler ermöglichten es, auch schwächere Röntgenquellen mit einem Energiefluß bis $2.8 \cdot 10^{-11}$ erg/cm²/s zu registrieren (zum Vergleich: Cen X-3 hat einen Fluß von $3.4 \cdot 10^{-9}$ erg/cm²/s) (Forman et al. [21]).

Mit dem im Jahr 1978 gestarteten High Energy Astronomy Observatory 2 (auch HEAO 2), später umbenannt zu "Einstein-Observatory", befand sich das erste Röntgenteleskop mit guter Abbildungsqualität im Weltraum. Ihm folgten unter anderem EXOSAT (1983 - 1986), ROSAT (1990 - 1999), ASCA (1993 - 2001) oder BeppoSAX (1996 - 2003). Ihr verbessertes zeitliches und räumliches Auflösungsvermögen im Energiebereich von 0.05 bis 200 keV ermöglichten Aufnahmen von hochaufgelösten Spektren und Lichtkurven, die dazu beitrugen, die Entstehung der Röntgenstrahlung sowie weitere physikalische Eigenschaften besser verstehen und erklären zu können (NASA's HEASARC: Observatories [69]).

Heute liefern moderne Satelliten wie CHANDRA (1999 bis heute), XMM (1999 bis heute), INTEGRAL (2002 bis heute), Swift (2004 bis heute) und Suzaku (2005 bis heute) die aktuellsten Daten (NASA's HEASARC: Observatories [69]). Die fortwährende Verbesserung der räumlichen und zeitlichen Auflösung der Satelliten erlaubt es, auch die schwächsten Röntgenquellen (zum Beispiel SXP15.3 mit einem Energiefluß von $2.51 \cdot 10^{-14}$ erg/cm²/s, Laycock et al. [49]) zu finden. Jüngster Zugang ist das orbitale Röntgenteleskop Nuclear Spectroscopic Telescope Array oder kurz NuSTAR. Es ist ein Satellit, der erstmals im hochenergetischen Röntgenbereich (3 - 79 keV) arbeitet und eine gute räumliche Auflösung von weniger als einer Bogenminute erreicht, was bei früheren Satelliten nicht möglich war (NASA's HEASARC: Observatories [69]). Mit Hilfe all dieser Satelliten konnte man bis zu 1000000 Röntgenquellen detektieren. Die Anzahl der gefundenen Röntgenquellen soll bis 2015 sogar auf 1500000 ansteigen (NASA's HEASARC - High Energy Astrophysics Science Archive Research Center [68]), dabei wurden die Ergebnisse von NuSTAR noch nicht miteinbezogen.

Die Entdeckung der ersten extrasolaren Röntgenquelle außerhalb unseres Sonnensystems im Jahr 1962 war überraschend und warf gleichzeitig viele Fragen auf. Weitere Beobachtungen und genauere Untersuchungen von Sco X-1 brachten hervor, dass es sich um eine sternähnliche Quelle handelt, die unter anderem eine scheinbare Helligkeit der 13. Größenklasse

oder heller im visuellen Spektralbereich aufweist (Gursky et al. [29]). Gursky stellte eine Hypothese auf, dass es sich bei dieser Röntgenquelle um einen Neutronenstern handeln könnte (Gursky et al. [28]). Im gleichen Jahr konnte sein Kollege Sandage (Sandage et al. [75]) beobachten, dass die Helligkeit der sich im Scorpius befindlichen Röntgenquelle sowohl im optischen Spektralbereich als auch im Röntgenbereich Schwankungen unterliegt. Die Entstehung der Röntgenstrahlung sowie die zeitliche Schwankung der Helligkeiten konnten bis dahin immer noch nicht erklärt werden. Ein Jahr später schlug Shklovsky vor, dass die Quelle Sco X-1 ein sich im Endstadium befindlicher Stern in einem engen Doppelsternsystem sei. Das vom größeren auf den kollabierten Stern einfallende Gas füllt die Plasma-Shells wieder auf, die, wie beobachtet, im Röntgenbereich strahlen. Die Variation der Helligkeit könnte entweder von der Menge des übertragenen Gases stammen oder von der partiellen Verdeckung des Kompaktsterns durch seinen Begleitstern kommen (Shklovsky [80]).

Der Doppler-Effekt konnte die zeitliche Variation der Lichtkurve in einem Doppelsternsystem erklären. Umkreist ein Stern seinen Begleiter auf einer kreisförmigen Bahn, so verlängert sich die Periodendauer, wenn sich der Stern auf seiner Bahn vom Beobachter wegbewegt. Nach dem Auftauchen des Sterns hinter dem Begleitstern bewegt sich dieser auf den Beobachter zu und die Pulsperiode wird verkürzt. Eine Rotation des Sterns um die eigene Achse führt zu einer periodischen Ab- und Zunahme des Flusses.

MOTIVATION UND ZIELSETZUNG

Nach einer kurzen Einführung in die Entwicklung der Röntgenastronomie und der daraus resultierenden Ergebnisse, wie der Entdeckung der Röntgendoppelsternsysteme, möchte ich darauf zu sprechen kommen, was mich bei dieser Thematik interessiert und motiviert hat.

Wie bereits im ersten Kapitel erwähnt, gehört Röntgenastronomie zu den eher jungen Bereichen der Astrophysik. Die Daten, die Röntgensatelliten liefern, können zwar viele Fragen beantworten, werfen jedoch noch mehr auf. Bis jetzt konnte herausgefunden werden, dass Röntgenquellen, wie zum Beispiel Scorpius X-1, Teil eines Binärsystems sind. Sie rotieren mit unvorstellbarer Geschwindigkeit um ihre eigene Achse und besitzen unglaublich starke Magnetfelder. Sie umkreisen ihren Begleitstern und akkretieren gleichzeitig Materie von diesem. Mittlerweile ist bekannt, weshalb diese Quellen im Röntgenbereich strahlen, und man vermutet, auf welche Art und Weise Materie akkretiert wird und wie diese auf den Neutronenstern gelangt. Leider gibt es noch keine hochauflösenden Aufnahmen von akkretierenden Neutronensternen, wie man es zum Beispiel von unserer Nachbargalaxie – der Andromedagalaxie – oder dem Stern aus unserem Sonnensystem - der Sonne - kennt, denn aufgrund der Entfernung und der geringen Größe können diese Röntgenquellen nur als pulsierende Punkte beobachtet werden.

Einige Forschergruppen beschäftigen sich mit der Thematik der Röntgenpulsare und versuchen Antworten auf viele offene Fragen zu finden. Die Forschergruppe um Frau Prof. Dr. Ute Kraus hat sich zum Ziel gesetzt, ein binäres Akkretionssäulenmodell zu entwickeln, um physikalische und geometrische Eigenschaften der XRB (X-Ray Binary) deuten und besser verstehen zu können. In dieser Arbeit wird das Modell der hohlen Akkretionssäulen vorgestellt und näher erläutert.

Ziel dieser Arbeit ist, im Rahmen dieses Modells eine Parameterstudie durchzuführen, die den Einfluss verschiedener Größen, wie zum Beispiel Dicke und Weite der Säule oder effektive Temperatur am Innen- und Außenrand der Säule, auf die Strah-

lungseigenschaften untersucht (siehe Teil [ii](#)). Anschließend sollen in Teil [iii](#) Strahlungseigenschaften der Röntgenpulse von Cen X-3 und A0535+26 mit dem aktuellen Akkretionssäulenmodell so gut wie möglich reproduziert werden, um die physikalischen und geometrischen Eigenschaften dieser Pulse besser zu verstehen. Zum Schluss rundet eine Zusammenfassung die Arbeit ab.

AKKRETIERENDE RÖNTGENPULSARE

3.1 RÖNTGENDOPPELSTERNSYSTEME

Röntgendoppelsternsysteme gehören zu den mit unter leuchtstärksten galaktischen Röntgenquellen. So kann die gemessene Leistung, die im Bereich zwischen 10^{34} und $10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ liegt (Tauris & van den Heuvel [85]), bis zu 25000-mal stärker als die von der Sonne freigesetzte Energie pro Sekunde ($3.9 \cdot 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$, Voigt [91]) sein. Solch starke Röntgenleuchtkräfte können nur dann erzeugt werden, wenn das bestehende Doppelsternsystem ein kompaktes Objekt mit einem sehr starken Gravitationsfeld enthält.

Ein Röntgendoppelsternsystem entwickelt sich aus einem engen Doppelsternsystem. Auf eine Erläuterung der Entwicklung der Einzelsterne möchte ich an dieser Stelle verzichten und auf diverse Ausführungen in Lehrbüchern für Astronomie und Astrophysik verweisen.

Die Entwicklung eines engen Doppelsternsystems hängt von drei Faktoren ab: Anfangsmassen der Sterne, ihre Entfernung voneinander, Verlust des Systems an Drehimpuls und Masse (Voigt [91], Unsöld et al. [88]). In dieser Arbeit möchte ich nur eine mögliche Doppelsternkonfiguration vorstellen, und zwar jene, die einen akkretierenden Röntgenpulsar hervorbringt.

Zu Anfang der Entwicklung besteht ein enges Doppelsternsystem aus einer massereicheren (Primärstern) und einer masseärmeren Komponente (Sekundärstern). Aufgrund der höheren Masse entwickelt sich der Primärstern als erster zu einem Riesenstern. In diesem Entwicklungsstadium, nachdem der Wasserstoff aufgebraucht ist, keine Fusion des Wasserstoffs zu Helium im Kern mehr stattfindet und das anschliessende Wasserstoff-Schalenbrennen einsetzt, wächst der Radius des Sterns. Wächst in einer dieser Entwicklungsphasen der Radius des Primärsterns so stark an und tritt über seine Roche-Fläche (siehe Roche lobe overflow in Kapitel 3.3.1) hinaus, kann es zu einem Materieübertritt über den inneren Lagrange-Punkt L_1 (Kapitel 3.3.1) kommen. Dies kann dazu führen, dass ein Teil oder – im

Extremfall — die ganze Hülle des Primärsterns entfernt wird und der Sekundärstern, der die Materie aufnimmt, dadurch eine ungewöhnliche chemische Zusammensetzung aufweist. Die Primärkomponente entwickelt sich weiter zu einem kompakten Stern, wie einem Neutronenstern, falls das Doppelsternsystem nicht durch eine Supernovaexplosion auseinander gerissen wird.

Die Entwicklungszeit des Sterns in den einzelnen Phasen ist sehr stark masseabhängig. So verweilt ein massereicher Stern auf der Hauptsequenz viel kürzer als ein vergleichsweise masseärmerer Stern. Aus diesem Grund beendet der Primärstern seine Entwicklung und verlässt die Hauptreihe viel früher als der Sekundärstern. Nun dreht sich der Prozess des Massetransfers um. Der Neutronenstern kann zunächst aufgrund des tieferen Gravitationspotentials den Sternwind seines Begleiters aufgreifen. Schließlich ist irgendwann der Moment erreicht, in dem der Sekundärstern, wie zuvor auch der Primärstern, das Roche-Volumen ausfüllt und überschreitet. Es findet Materiefluss von der sekundären Komponente auf den Neutronenstern über den inneren Lagrange-Punkt statt. Solange der Sekundärstern massereicher ist als der Primärstern, kann der Sternrest Materie akkretieren und Masse wird vom Sekundär- zum Primärstern transferiert.

Anhand von zwei aufeinander bezogenen Argumenten kann begründet werden, dass es sich bei dem Primärstern um einen Neutronenstern handelt.

Die beobachtete freigesetzte potentielle Gravitationsenergie im Röntgenbereich entsteht durch Akkretion der Materie vom Begleitstern auf das kompakte Objekt. Da die gemessenen Leuchtkräfte im Bereich zwischen 10^{34} und $10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ liegen, kann die Materie nicht von einem weißen Zwerg, sondern von einem Neutronenstern akkretiert werden. Die Gesamtstrahlungsleistung bzw. die Leuchtkraft eines Objekts ist definiert als die Strahlungsenergie pro Zeit: $L = -\frac{d}{dt}E$ (Weigert et al. [93]). Betrachtet man nun Materie der Masse M , die aus einer großen Entfernung auf die Neutronensternoberfläche mit der Masse m_n und dem Radius r_n herabstürzt, so wird ein Energiebetrag von $dE_{\text{pot}} = G \frac{m_n M}{r_n}$ frei. Der stationäre Materiestrom mit der Akkretionsrate $\frac{dM}{dt} = \dot{M}$ und vernachlässigbarer Eigengravitation wird in Richtung der Neutronensternoberfläche beschleunigt und anschließend in der Nähe dieser abgebremst. Auf-

grund dessen heizt sich dieses Plasma auf und erzeugt Strahlung im Röntgenbereich mit einer Leuchtkraft von

$$L \simeq G \frac{m_n \dot{M}}{r_n} \quad (3.1)$$

Um eine Leuchtkraft von zum Beispiel $10^{38} \text{ erg s}^{-1}$ zu erzeugen, reicht bereits ein Schwerefeld eines kompakten Objekts mit einem Radius von 10 km, einer Masse von $1 M_\odot$ (diese Größen entsprechen einem Neutronenstern) und einem Massestrom mit der Akkretionsrate von $\dot{M} = 10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, der durch einen Sternwind oder durch Materietransfer über die Roche-Fläche aufgebracht werden kann, aus (Unsöld et al. [88]).

Das zweite Argument, welches für einen Neutronenstern als das Primärobjekt spricht, ist die Kürze und Regelmäßigkeit der gemessenen Pulsperiode P . Die kürzeste bisher gemessene Pulsperiode wurde bei dem Röntgenpulsar IGRJ00291 + 5934 gemessen und beträgt 1.67 Millisekunden (List of Accreting X-ray Binary Pulsars, Sorted on Pulse Period, Last Update: 07 May 2014 [55]). Ausgeschlossen werden kann, dass die gemessenen Pulsperioden im Doppelsternsystem durch die Bahnbewegung verursacht werden. Betrachtet man aber die Pulsation als ein Ergebnis der Rotation eines kompakten Objekts um die eigene Achse, so können die kurzen und regelmäßigen Pulse erklärt werden.

Ein kompaktes, schnell rotierendes Objekt der Masse m und des Radius r wird auseinander gerissen, wenn seine Dichte unterhalb einer gewissen Mindestdichte liegen würde. Befindet sich dieser kompakte Stern im Gleichgewicht, so muss die Zentrifugalkraft der Gravitation entgegenwirken. Aus dem Kräftegleichgewicht $mv^2/r = G Mm/r^2$ und mit $v = 2\pi r/P$ und $V = \frac{4}{3}\pi r^3$ erhält man schließlich für die Mindestdichte

$$\bar{\rho}_{\text{krit}} > \frac{3\pi}{G P^2} \quad (3.2)$$

Mit der Pulsperiode von 1 ms ergibt sich für schnelle Pulsare eine Dichte von ca. $10^{17} \text{ kg m}^{-3}$. Dieser Wert liegt nahe der gerade durch quantenmechanische Modelle vorhergesagten Dichte für Neutronensterne: $10^{18} \text{ kg m}^{-3}$ (Chamel et al. [16]). Zum Vergleich: ein etwas langsamerer Pulsar mit der Periode von 1 Sekunde hat eine Mindestdichte von etwa $10^{11} \text{ kg m}^{-3}$ und ist immer noch kompakter als ein Weißer Zwerg mit einer mittleren Dichte von circa $10^{10} \text{ kg m}^{-3}$ (Chamel et al. [16]).

Ist die Umlaufperiode T des Doppelsternsystems bekannt, so kann aus einer Kombination des 3. Keplerschen Gesetzes (massenunabhängige Formulierung mit der Kepler-Konstante C_{Kepler} : $T^2/a^3 = C_{\text{Kepler}}$) mit dem Gravitationsgesetz ($F = G m_1 m_2/a^2$) und unter Berücksichtigung der Bewegung zweier Massen m_1 und m_2 , die für die Massen des Primär- und Sekundärsterns stehen, der Abstand a zwischen diesen wie folgt bestimmt werden (Voigt [91], Seward & Charles [78])

$$a = \left(\frac{G}{4\pi^2} \right)^{1/3} (m_1 + m_2)^{1/3} T^{2/3} \quad (3.3)$$

Berücksichtigt man, dass die meisten Röntgendoppelsternsysteme Massen $(m_1 + m_2)$ im Bereich zwischen 1 und 25 M_\odot (Seward & Charles [78]) sowie Umlaufperioden bis zu 25 Tagen aufweisen können, so erhält man mit Hilfe der Gleichung 3.3 Abstände, die nur geringfügig größer sind als der Radius des Donatorsterns. So ergibt sich zum Beispiel für Centaurus X-3 (Cen X-3) mit $m_1 = 1.21 M_\odot$, $m_2 = 20.5 M_\odot$ und $T = 2.087$ Tagen (Ash et al. [1], Schreier et al. [77]) ein Abstand von 19.13 R_\odot . Zum Vergleich, der Radius des Begleitsterns V779 Cen (Krzeminski [47]) beträgt 12 R_\odot (Naik et al. [67]). Während Röntgendoppelsternsysteme also aus einem Neutronenstern und einem massereichen Begleitstern bestehen, die in einem sehr geringen Abstand einander umkreisen, müsste dieser bei den Vorgängersternen größer gewesen sein. Bereits 1967 beschäftigten sich Kippenhahn & Weigert [35] mit der Entwicklung enger Doppelsternsysteme und haben gezeigt, wie der Abstand der wechselwirkenden Sterne mit dem Massenaustausch zwischen diesen zusammenhängt. So nimmt der Abstand der Sterne ab, wenn die Masse vom masseärmeren Stern akkretiert wird und nimmt zu, wenn die Masse vom masseärmeren auf den massereicheren Stern überfließt.

3.2 HMXB UND LMXB

Die Masse des Donatorsterns, der als "Masselieferant" fungiert, kann vom massearmen Zwergstern bis zum massereichen Roten Überriesen schwanken. Teilt man die Röntgendoppelsterne entsprechend der Natur ihrer Begleitsterne ein, so kann man zwei Klassen finden: High-Mass X-ray Binaries (HMXB) und Low-Mass X-ray Binaries (LMXB) (Haensel et al. [31]). Allerdings unterscheiden sich die beiden Klassen nicht nur in der

Masse der Begleitsterne, weitere Abweichungen gibt es auch in der Stärke der Magnetfelder, im Alter der Sternsysteme oder auch in der Art der Akkretion.

3.2.1 *High-Mass X-ray Binaries*

Die High-Mass X-ray Binaries bestehen meist aus einem massereichen Stern der frühen Spektralklassen und einem Neutronenstern bzw. einem schwarzen Loch. Wegen der vergleichsweise kurzen Lebensdauer massereicher Sterne gehören HMXB eher zu der jungen Sternpopulation und sind meist in Sternentstehungsgebieten zu finden. Das Magnetfeld der massereichen Röntgendoppelsterne ist im Vergleich zu den LMXB höher und liegt in einem Bereich von circa 10^{12} Gauss (Lewin & van der Klis [54]). Ihrerseits können die massereichen Röntgendoppelsternsysteme in zwei weitere Gruppen eingeteilt werden (Maraschi et al. [58]): diejenige mit Hauptreihen- bzw. Riesensternen der Typen O bis A mit zumindest zeitweisen Emissionslinien im Spektrum, die als Be-Sterne klassifiziert werden, und diejenige mit massereichen OB-Überriesen. Bei den Be-Sternen akkretiert der Neutronenstern Materie, während er sich durch eine um die Äquatorebene ausgebildete Scheibe des Donatorsterns auf einer stark exzentrischen Bahn bewegt. Im Falle massereicher OB-Überriesen, welche starke stellare Winde produzieren, akkretiert der Neutronenstern den Teil des Gases, welcher in den Anziehungsbereich des kompakten Objekts gelangt (näheres siehe Kapitel 3.3).

3.2.2 *Low-Mass X-ray Binaries*

Besteht ein Röntgendoppelstern aus einem massearmen Begleitstern ($M < M_{\odot}$) und einem Neutronenstern oder einem schwarzen Loch, so werden diese Systeme als Low-Mass X-ray Binaries bezeichnet. Die LMXB gehören zu den älteren Röntgendoppelsternsystemen, da die Begleiter ältere massearme Sterne sind. Ihre Magnetfelder sind schwächer und liegen in der Größenordnung von $10^7 - 10^{10}$ Gauss (Lamb & Boutloukos [48]). Der Akkretionsmechanismus der LMXB unterscheidet sich von dem der massereichen Röntgen-Doppelsternsysteme. Da massearme Sterne keine starken Winde produzieren können, findet

der Materiefluß über den inneren Lagrange-Punkt statt, wenn der Donatorstern die Roche-Grenze überschreitet (näheres siehe Kapitel 3.3).

3.3 AKKRETIONSMECHANISMEN IN DOPPELSTERNSYSTEMEN

Die Entdeckung der ersten extrasolaren Röntgenquellen brachte nicht nur die Fragen nach dem "Was", also um welches Objekt es sich handeln könnte, sondern auch nach dem "Wie", wie bzw. auf welche Weise die gemessene Röntgenstrahlung erzeugt werden könnte. Iosif Shklovsky stellte 1967 die Überlegung an, dass ein Akkretionsprozess für die Erzeugung solch starker Energien im Röntgenbereich verantwortlich sein könnte (Shklovsky [80]). Inzwischen ist die Annahme verbreitet, dass der Materieübertritt vom Sekundärstern auf den kompakten Primärstern in zwei verschiedenen Formen auftreten kann: als Sternwind vom Begleitstern oder als Materiefluß über den inneren Lagrange-Punkt, bekannt als Roche-Lobe Overflow (Frank et al. [22]).

Gleichung 3.1 aus Kapitel 3.1 zeigt, dass die bei der Akkretion der Materie erzeugten Röntgenleuchtkräfte im Wesentlichen von der Massenakkretionsrate \dot{M} des Sekundärsterns sowie dem Masse-Radius-Verhältnis des Primärsterns abhängig sind. Wendet man dies auf einen Neutronenstern mit einem festen Masse-Radius-Verhältnis und seinen Begleiter an, so nimmt die Leuchtkraft mit zunehmender Akkretionsrate \dot{M} zu. Aufgrund des Strahlungsdrucks kann die Leuchtkraft allerdings nicht beliebig steigen, da der Druck die Akkretion hemmt. Ab einer bestimmten Leuchtkraft, der Eddington-Leuchtkraft L_{edd} , kann unter der Annahme der sphärisch symmetrischen Akkretion die Akkretionsrate nicht mehr steigen. Dies geschieht, wenn sich die durch den Strahlungsdruck und durch den Gravitationsdruck erzeugten resultierenden Kräfte F_{str} und F_{grav} im Gleichgewicht befinden.

Die durch den Strahlungsdruck erzeugte resultierende Kraft ergibt sich aus

$$F_{\text{str}} = \frac{L_{\text{akk}} \sigma_{\text{T}}}{4\pi r^2 c} \quad (3.4)$$

wobei σ_T der Thomson-Streuquerschnitt und L_{akk} die Leuchtkraft des Neutronensterns sind (Courvoisier [18]). Die nach innen wirkende gravitative Kraft ist

$$F_{\text{grav}} = G \frac{m_n}{r^2} (M_p + M_e) \approx G \frac{m_n M_p}{r^2} \quad (3.5)$$

wobei die Masse der Elektronen M_e vernachlässigt werden kann. Sind beide Kräfte im Gleichgewicht $F_{\text{str}} = F_{\text{grav}}$

$$\frac{L_{\text{akk}} \sigma_T}{4\pi r^2 c} = G \frac{m_n M_p}{r^2}$$

so lässt sich daraus die Eddington-Leuchtkraft L_{edd} berechnen, unter der Annahme einer kontinuierlichen Akkretionsrate sowie der bereits angesprochenen Annahme der sphärisch symmetrischen Akkretion

$$\Rightarrow L_{\text{edd}} = \frac{4\pi G m_n M_p c}{\sigma_T} \simeq 1.3 \cdot 10^{38} \frac{m_n}{M_\odot} \frac{\text{erg}}{\text{s}} \quad (3.6)$$

Auf jeden Fall muss berücksichtigt werden, dass die Eddington-Leuchtkraft nur für die oben gemachte Annahme stimmt. Tritt das akkretierende Material nur auf einer kleinen Fläche der Neutronensternoberfläche auf, und besteht die Möglichkeit, dass die Strahlung teilweise seitlich entweichen kann, so ist denkbar, dass die Leuchtkraft größer als die Eddington-Leuchtkraft (Frank et al. [22]) ist. Bevor ich aber zur Geometrie der durch das akkretierende Material gebildeten Akkretionssäule komme, möchte ich auf verschiedene Akkretionsmechanismen eingehen.

3.3.1 Roche-Lobe Overflow

Wie bereits in Kapitel 3.1 angesprochen, ist es möglich, dass es zu einem Materieübertritt von einem Stern auf seinen Begleitstern kommen kann, wenn sich die beiden Sterne in einem engen Doppelsternsystem befinden. Der Einfachheit halber werde ich an dieser Stelle nur vom Neutronenstern und seinem Begleitstern sprechen, obwohl es bereits während der Entwicklung des Primärsterns zum Materiefluß kommen kann.

Erreicht der Begleitstern den Moment, in dem er sein Roche-Volumen, das maximale Volumen bevor die Masse überfließen kann, ausfüllt und darüber hinaus tritt, so kann er die äußersten Schichten gravitativ nicht mehr halten, die Materie fließt

über den Sattelpunkt des Gravitationspotentials, dem inneren Langrange-Punkt L_1 , und wird vom Neutronenstern eingefangen. Das Effektivpotential wird auch als Roche-Potential bezeichnet und setzt sich aus Gravitations- und Zentrifugalkräften zusammen, die auf eine kleine Probemasse m wirken (Frank et al. [22])

$$\Phi_R(\vec{r}) = -\frac{GM_1}{|\vec{r} - \vec{r}_1|} - \frac{GM_2}{|\vec{r} - \vec{r}_2|} - \frac{1}{2}(\vec{\omega} \times \vec{r})^2 \quad (3.7)$$

wobei M_1 und M_2 die Massen der Sterne, \vec{r}_1 und \vec{r}_2 die Entfernungen zwischen den Sternen und der Probemasse m und ω die Winkelgeschwindigkeit sind. Abbildung 3 stellt so ein Potential dar.

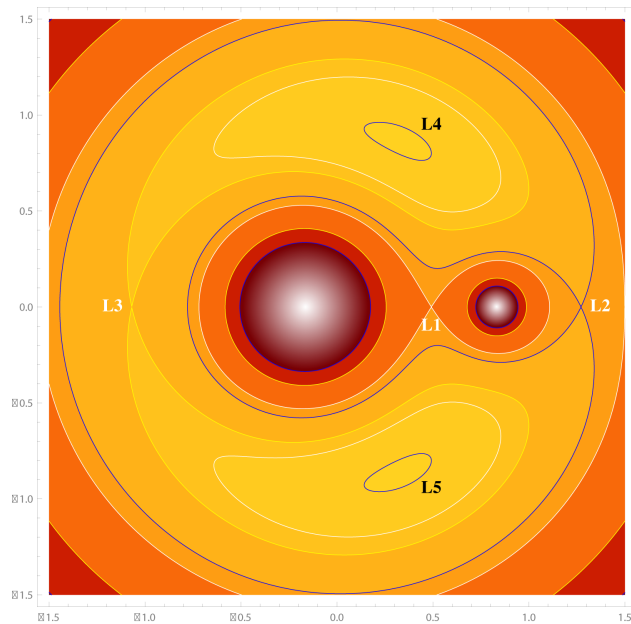


Abbildung 3: Äquipotentialflächen des Roche-Potentials eines Doppelsternsystems mit dem Masseverhältnis $M_1 : M_2 = 5$

Besonders interessant sind die Lagrange-Punkte L_1 bis L_5 . In diesen Punkten wird das aus Gravitation und Rotation resultierende Potential null. Die Äquipotentialfläche, die beide Sterne umgibt und den Lagrange-Punkt L_1 enthält, wird als Roche-Fläche und das von ihr umschlossene Volumen als Roche-Volumen bezeichnet. Aufgrund der Rotation des Gesamtsystems kann die vom Sekundärstern über den inneren Lagrange-Punkt L_1 übertragene Materie nicht direkt auf das kompakte Objekt fallen, denn das Gas weist einen Drehimpuls bezüglich des

Neutronensterns auf. Infolge der Drehimpulserhaltung bildet sich um den Primärstern eine Akkretionsscheibe. Die Teilchen rotieren auf kreisförmig keplerschen Bahnen um das Objekt. Durch den Transport des Drehimpulses nach außen, was aufgrund der durch Viskosität des Gases entstandenen Reibung passiert, wandern die Teilchen vom äußeren Rand der Scheibe langsam in Richtung Neutronenstern, um schlussendlich auf diesen hinabzustürzen (Frank et al. [22]).

3.3.2 Windakkretion

Der Ausbruch des Sterns aus der Einhüllenden (Roche-Lobe Overflow) ist nicht die einzige Möglichkeit, wie Plasma vom Begleitstern auf den Neutronenstern gelangen kann. In vielen Röntgendoppelsternsystemen füllt der Donatorstern das Roche-Volumen nicht aus. Ist sein stellarer Wind aber stark genug, wie es zum Beispiel bei den jungen OB-Sternen der Fall ist, so greift der Kompaktstern diesen auf. Die Sternwinde der jungen OB-Sterne sind sehr intensiv, die Massenverlustraten liegen im Bereich zwischen $10^{-5} M_{\odot}$ und $10^{-6} M_{\odot}$ pro Jahr. Der in alle Raumrichtungen gleichmäßig abgegebene Sternwind breitet sich mit einer sehr hohen Geschwindigkeit aus. Passiert der Teilchenstrom den Neutronenstern in so einem geringen Abstand, so dass die potentielle Energie im Gravitationsfeld des Neutronensterns größer als die kinetische Energie des Sternwindes ist, so wird dieser vom kompakten Objekt in einem zylinderförmigen Gebiet mit der Achse in relativer Windrichtung v_{rel} und dem Radius r_{acc} akkretiert (Frank et al. [22]). Die relative Windrichtung v_{rel} ergibt sich aus dem Zusammenhang $v_{\text{rel}} \simeq \sqrt{v_{\text{N}}^2 + v_{\text{Wind}}^2}$, wobei v_{N} für die Orbitalgeschwindigkeit des Neutronensterns und v_{Wind} für die Geschwindigkeit des vom massereichen OB-Stern ausgehenden Windes steht (siehe auch Abbildung 4).

Der Radius r_{acc} lässt sich aus der Beziehung

$$\frac{1}{2} M v_{\text{rel}}^2 = \frac{G m_{\text{n}} M}{r_{\text{acc}}} \quad (3.8)$$

bestimmen, wobei M die Teilchenmasse, m_{n} die Masse des Neutronensterns ist (Frank et al. [22]):

$$r_{\text{acc}} \sim \frac{2 G m_{\text{n}}}{v_{\text{rel}}^2} \quad (3.9)$$

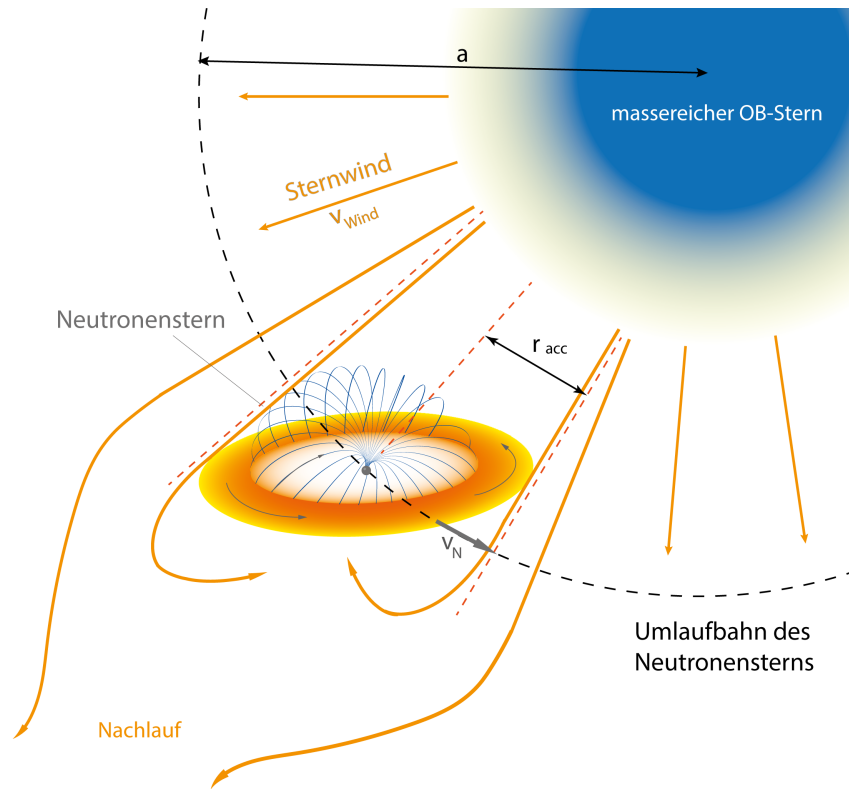


Abbildung 4: Schematische Darstellung des Mechanismus der Windakkretion: Der sich vom massereichen Begleitstern in alle Richtungen gleichmäßig ausbreitende Teilchenwind wird vom Neutronenstern nur dann akkretiert, wenn sich dieser in einem zylinderförmigen Gebiet (dargestellt durch die gestrichelten Linien) mit dem Radius r_{acc} befindet. Der Materiefluß unmittelbar außerhalb des Akkretionszylinders bildet einen Nachlauf (accretion wake). Das Bild ist nicht maßstabsgetreu (nach [Seaward & Charles \[78\]](#))

Die Akkretionsrate, also die Menge des auf die Neutronensternoberfläche gelangten Plasmas, hängt von der Menge der Materie ab, die sich im zylinderförmigen Gebiet befindet.

Eine Übertragung der Materie über Windakkretion schließt die Ausbildung einer Akkretionsscheibe nicht aus, denn, wie bereits beim Roche-Lobe Overflow Mechanismus angesprochen, hängt die Bildung einer Scheibe vom Drehimpuls des Gesamtsystems ab. Hier ist der Drehimpuls allerdings um einen Faktor $(r_{\text{acc}}/a)^2$ (mit a als dem Abstand zwischen dem massereichen OB-Stern und der Umlaufbahn des Neutronensterns, siehe Abbildung 4) geringer als die entsprechende Größe bei Überschrei-

tung des Roche-Volumens, wodurch die Chancen der Scheibenbildung entsprechend verringert werden (Frank et al. [22]). Ein Vertreter für ein solches System ist Cen X-3. Bei diesem Röntgenpulsar findet der Materieüberfluss über Windakkretion und eine ausgebildete Akkretionsscheibe auf die Sternoberfläche in der Nähe der magnetischen Pole statt.

3.3.3 *Be/X-Röntgendoppelsternsystem*

Ein Großteil der massereichen Röntgendoppelsternsysteme wird als Be/X-Röntgendoppelsternsystem klassifiziert (Lewin & van der Klis [54]), d. h. der Massentransfer findet in Form einer nichtstationären Akkretion statt. Diese Akkretionsform wird als Be-Mechanismus bezeichnet, wegen der schnell rotierenden Be-Sterne, die als Massenspender dienen. Bei einem Be-Stern handelt es sich um einen frühen B-Stern hoher Rotation der Leuchtkraftklasse V bis III, der breite Emissionslinien im Spektrum aufweist, welche das Ergebnis einer Rotationsbewegung der den Stern umgebenen, sich am Sternäquator befindlichen, dünnen Gasscheibe sind (Porter & Rivinius [72]). Die Rotationsgeschwindigkeit des Sterns liegt sehr nah der kritischen Geschwindigkeit, bei welcher sich Zentrifugalkräfte und Gravitation im Gleichgewicht befinden. Der Grund für die schnelle Rotation ist allerdings bis heute noch nicht ganz geklärt. Eine mögliche Erklärung wäre, dass der Be-Stern die hohe Rotationsrate während der Hauptreihenphase erlangt. Alternativ könnte es auch die Folge der Massenakkretion in einem engen Doppelsternsystem sein. Eine weitere Hypothese ist, dass der Be-Stern die hohe Rotationsgeschwindigkeit bei seiner "Geburt" erhielt (Porter & Rivinius [72], Boyer et al. [9]).

Befindet sich ein Be-Stern in einem Röntgendoppelsternsystem mit einem kompakten Objekt, und bewegt sich dieses kompakte Objekt auf einer sehr exzentrischen Bahn (siehe Abbildung 5), so ist infolge der Exzentrizität des Orbits der Neutronenstern nur in der Nähe des Periastron (P), also während des Durchgangs durch die Äquatorscheibe des Be-Sterns, in der Lage, Masse zu akkretieren (Voigt [91]). Während der Passage durch die Gasscheibe wird die Akkretionsrate sehr groß, und man beobachtet einen vorübergehenden Ausbruch im Bereich der Röntgenstrahlung (X-ray transient), dessen Kraft sogar zum Herausschleudern des Gases aus der Scheibe des Be-Sterns füh-

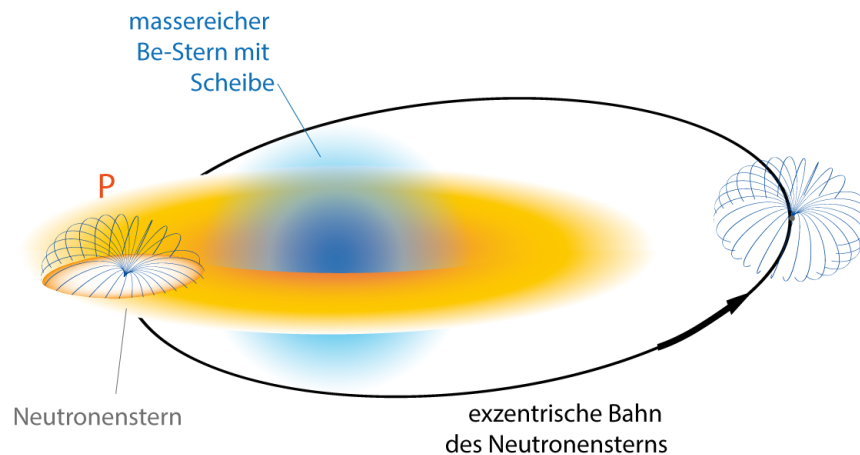


Abbildung 5: Schematische Darstellung eines Be/X-Röntgendoppelsystems: Der Neutronenstern, der sich auf einer exzentrischen Bahn um den massereichen Be-Stern befindet, kann nur in der Nähe des Periastron (P) während des Durchgangs durch die Äquatorscheibe Materie akkretieren. Das Bild ist nicht maßstabsgetreu (nach Seward & Charles [78])

ren kann. Befindet sich der Neutronenstern allerdings außerhalb der Äquatorscheibe, so stoppt die Akkretion, und die Strahlung ist kaum beobachtbar (Seward & Charles [78]). Der Pulsar A0535+26 ist ein Beispiel für ein solches transientes System.

3.4 AKKRETIIONSGEOMETRIEN

Wie eingangs erwähnt, akkretiert ein Neutronenstern, der sich in einem engen Doppelsternsystem befindet, Materie von seinem Begleiter. Der Materiefluß geht vom Begleitstern meist über eine Akkretionsscheibe auf die Neutronensternoberfläche. Die starken Magnetfelder, die bei Röntgenpulsaren nachgewiesen werden konnten, üben einen enormen Einfluss auf die Bewegung der Plasmateilchen aus. Befinden sich die Teilchen in einer gewissen Entfernung vom Zentralobjekt, so umkreisen sie dieses zunächst auf einer Keplerbahn.

Da die Akkretionsscheibe differentiell rotiert, weisen benachbarte Materieteilchen unterschiedliche Winkelgeschwindigkeiten auf, d. h. Teilchen auf der äußeren Bahn rotieren langsa-

mer und werden von Gasteilchen auf der inneren Bahn überholt. Durch die zwischen zwei benachbarten Materiepartikeln wirkende Reibung scheinen diese wie aneinander gebunden. Folglich wird das innere Teilchen, das eine höhere Winkelgeschwindigkeit aufweist, abgebremst, während das Äußere eine Beschleunigung erfährt (magnetische Rotationsinstabilität), somit findet ein Drehimpulstransport von innen nach außen statt. Der verminderte Drehimpuls der inneren Teilchen hat eine kleinere Bahn zur Folge, wodurch sich die Gasteilchen weiter in Richtung des Neutronensterns bewegen (Hartmann [33]).

Je geringer die Entfernung der Teilchen zum Neutronenstern ist, desto mehr bekommen sie sein starkes Magnetfeld zu spüren. Die Bewegung des Plasmastroms wird zunehmend gestört. Erreicht das ionisierte Gas die Magnetosphäre des Neutronensterns, so wird die Akkretion durch das Magnetfeld dominiert und die Akkretionsscheibe erfährt einen Abbruch. Dieser Prozess, bei dem die Scheibenmaterie mit der Magnetosphäre des Neutronensterns wechselwirkt, bezeichnet man auch als magnetosphärische Akkretion. Die Ausdehnung der Magnetosphäre wird durch den Alfvén-Radius r_A beschrieben. Es ist also die Distanz zur Neutronensternoberfläche, die angibt, ab wann eine Akkretion zustande kommt. Für einen Neutronenstern liegt der typische Wert bei ca. 1000 km (Frank et al. [22]). Da in der Magnetosphäre, also innerhalb des durch die Alfvén-Oberfläche begrenzten Gebiets, das Magnetfeld dominiert, können sich die ionisierten Gasteilchen nur entlang der magnetischen Feldstrukturen in Richtung der magnetischen Pole bewegen. Abbildung 6 zeigt schematisch, wie das Plasma entlang der Magnetfeldlinien in Richtung der Neutronensternoberfläche strömen muss. Die Konzentration der Magnetfeldlinien an den magnetischen Polen führt zur Ausbildung einer Akkretionssäule auf der Sternoberfläche (Basko & Sunyaev [3]). Mit der Geschwindigkeit v_{ff} fällt das Gas auf eine Fläche mit einem Radius

$$r^* \approx r_n^{\frac{3}{2}} r_A^{-\frac{1}{2}}$$

von nur circa 1 km, wobei $r_n = 10$ km und $r_A = 1000$ km für den Neutronenstern- und Alfvén-Radius stehen (Davidson & Ostriker [19]). Die Freifallgeschwindigkeit v_{ff} lässt sich aus dem Betrag der Plasmageschwindigkeit im relativ zum Neutronenstern ruhenden Lorentzsystem (Basko & Sunyaev [3]) ermitteln:

$$v_{ff} = \sqrt{\frac{2Gm_n}{r_n + h}} \quad (3.10)$$

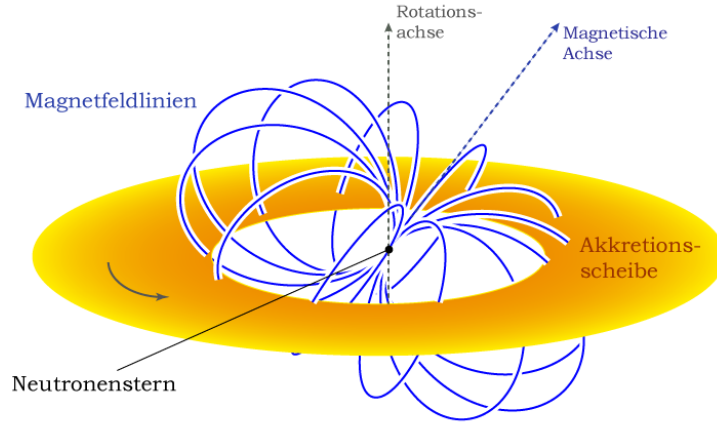


Abbildung 6: Schematische Darstellung der Region um den Neutronenstern. Das Gas, welches vom Begleitstern akkretiert wird, bewegt sich zunächst in der Akkretionsscheibe und nähert sich langsam auf spiralförmigen Bahnen dem Neutronenstern. Am Innenrand der Akkretionsscheibe treten ionisierte Gasteilchen in den Bereich, der vom Magnetfeld dominiert wird und bewegen sich anschließend entlang der Magnetfeldlinien in Richtung der Neutronensternoberfläche (äußerer Rand der Akkretionsscheibe nicht maßstabsgetreu)

Betrachtet man zum Beispiel einen Neutronenstern mit der Masse m_n von 1.4 Sonnenmassen, so erhält man für die Geschwindigkeit des Plasmas in einer Höhe h von 1 km über der Sternoberfläche einen Wert von 61.3 Prozent der Lichtgeschwindigkeit.

In der Nähe der Oberfläche wird das einfallende Gas abgebremst und durch die Wechselwirkung des ionisierten Gases mit der Neutronensternatmosphäre Strahlung im Röntgenbereich erzeugt. Die Art und Weise, wie die Röntgenphotonen den Akkretionsstrom verlassen sowie die Höhe eines strahlungsdominierten Schocks, im Falle seiner Ausbildung, hängen von der Massenakkretionsrate \dot{M} ab (Basko & Sunyaev [3]).

Je nach dem, ob die Massenakkretionsrate \dot{M} und somit die Leuchtkraft L_t

$$L_t \equiv \dot{M} \frac{G m_n}{r} \quad (3.11)$$

die kritische Leuchtkraft L^* (Basko & Sunyaev [3])

$$L^* = \frac{\alpha}{4\sqrt{2}} \frac{\sigma_T}{\sigma_s} L_{\text{edd}} \quad (3.12)$$

(α - halber Öffnungswinkel der Säule am Pol, L_{edd} - Eddington-Leuchtkraft aus 3.1, σ_T - Wirkungsquerschnitt der Thomson-Streuung, σ_s - Wirkungsquerschnitt der magnetischen Streuung, gemittelt über Richtung und Frequenz)

übersteigt oder nicht, gibt es zwei Möglichkeiten (Abb. 7).

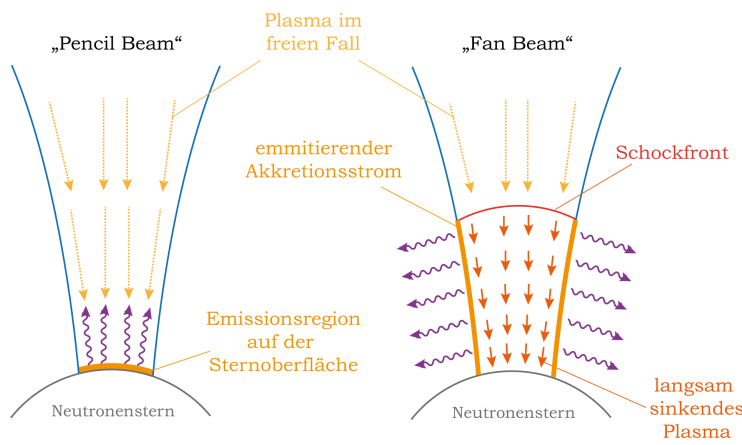


Abbildung 7: Mögliche Strahlungsemissionen einer Akkretionssäule, nach Mészáros [59], Schönherr et al. [76]

Bei geringer Akkretionsrate, für $L_t < L^*$, fällt das Plasma ungebremst in Richtung der Sternoberfläche, wobei die einfallenden Teilchen durch Coulombstöße mit den Partikeln in der Neutronensternatmosphäre abgebremst werden. Die Röntgenemission findet direkt auf der Neutronensternoberfläche statt, während die entstandene Strahlung infolge der geringen Massenakkretionsrate die Säule nach oben hin verlassen kann ("Pencil Beam") (Basko & Sunyaev [3], Mészáros [59]).

Übersteigt die Leuchtkraft L_t die kritische Leuchtkraft L^* , so findet das Abbremsen der einfallenden Materie durch Compton-Streuung bereits oberhalb der Sternatmosphäre statt, und es bildet sich ein strahlungsdominierter Schock aus. Oberhalb der Schockfront befinden sich die Teilchen im freien Fall, während sie nach dem Durchgang stark abgebremst werden. Die entstandene Röntgenstrahlung ist nicht in der Lage, diesen Schock

nach oben zu durchdringen und entweicht nun zu einem großen Teil seitlich aus der Akkretionssäule ("Fan Beam") (Basko & Sunyaev [3], Mészáros [59]).

Faktoren, wie zum Beispiel die Kopplung des Plasmas an die magnetischen Feldstrukturen auf Höhe des Alfvén-Radius oder die Neigung der magnetischen Achse zur Ebene der Akkretionsscheibe (siehe Abbildung 6), spielen eine wichtige Rolle bei der Form der Säule. So entscheidet die Größe des Bereichs, in dem das Plasma aus der Materiescheibe an die Magnetfeldlinien koppelt, ob die Wand der Akkretionssäule sehr dünn oder dick ist, ob die Säule komplett ausgefüllt ist, oder der Säulenquerschnitt halbkreis- oder sichelförmig ist (Mészáros [59]). Abbildung 8 zeigt eine hohle Akkretionssäule.

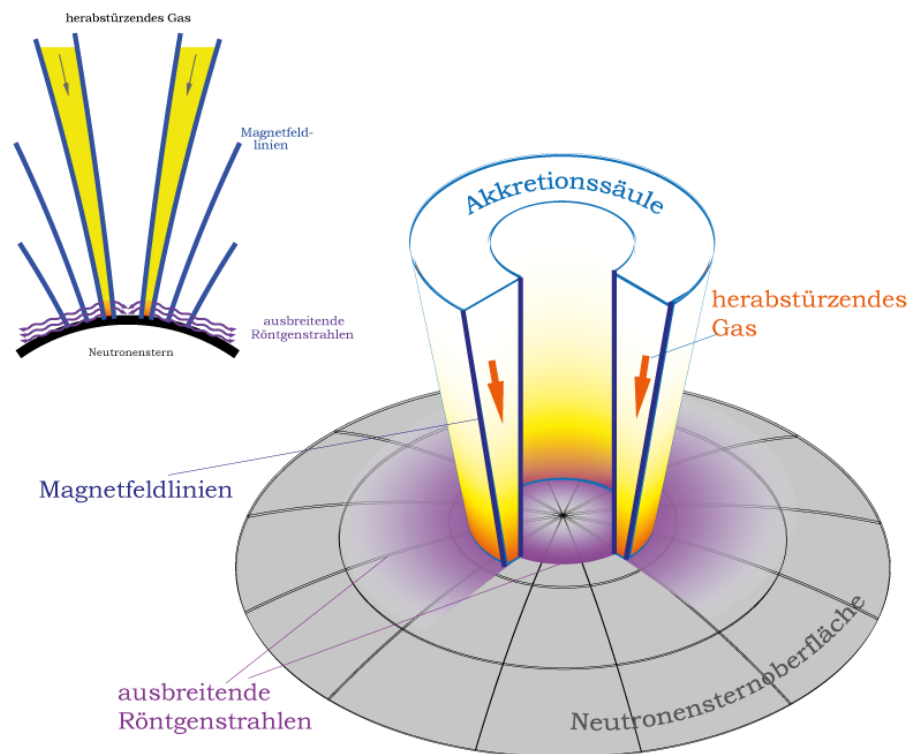


Abbildung 8: Bewegung des Plasmas entlang der Magnetfeldlinien. In der Nähe der Sternoberfläche formt sich eine Akkretionssäule. Darstellung nicht maßstabsgetreu

Zum besseren Verständnis wurde die Akkretionssäule aufgeschnitten, um so den Bereich innerhalb der Säule ebenfalls einsehen zu können. Die Röntgenstrahlung tritt sowohl außerhalb als auch innerhalb der Akkretionssäule seitlich aus. Zur besseren Übersicht wird auf weitere Magnetfeldlinien in der 3D-

Darstellung verzichtet, und diese werden nur in der Skizze (links oben) dargestellt.

Teil II

MODELLVORSTELLUNG UND PARAMETERSTUDIE

"Was wir mathematisch festlegen, ist nur zum kleinen Teil ein objektives Faktum, zum größeren Teil eine Übersicht über Möglichkeiten."¹

Werner Heisenberg

¹ Schritte über Grenzen, Piper, München 1971, S. 90.

DAS MODELL DER HOHLEN AKKRETIONSSÄULE

Die letzten Kapitel zeigen, wie viel man seit der Entdeckung der pulsierenden Röntgenquellen bereits über diese gelernt hat. Eine umfassende Beschreibung, die die Wechselwirkungen der Emissionsbereiche, deren Geometrien und die darin ablaufenden Prozesse berücksichtigt sowie beobachtete Kurven wiedergeben kann, liegt jedoch noch nicht vor.

Es gibt Modelle des Akkretionsstroms, die den Mechanismus der Abbremsung des herabstürzenden Plasmas untersuchen. Das Unterscheidungskriterium bei der Betrachtung der Art der Abbremsung ist die Massenakkretionsrate bzw. die kritische Leuchtkraft. Wie bereits in Kapitel 3.4 beschrieben, findet bei einer geringen Akkretionsrate (bzw. bei $L_t < L^*$) die Abbremsung des freifallenden Plasmas an der Sternoberfläche statt. Die entstandene Strahlung verlässt die Akkretionssäule nach oben (Basko & Sunyaev [3], Burnard et al. [11], Becker et al. [4]). Die hohen Akkretionsraten (bzw. $L_t > L^*$) führen zur Ausbildung einer Schockfront. Bei diesem Modell entweicht die Strahlung seitlich aus der Akkretionssäule (Basko & Sunyaev [3], Becker et al. [4]). Die entweichende Röntgenstrahlung erfährt infolge der Wechselwirkung mit dem im Akkretionsstrom in Richtung der Neutronensternoberfläche herabstürzenden Plasma eine Änderung des Spektrums sowie der Richtungsverteilung der Primärstrahlung (Lyubarskii & Syunyaev [56], Kraus et al. [42], Brainerd & Meszaros [10]). Ein Teil der entwichenen Röntgenstrahlung trifft auf die Neutronensternoberfläche und reemittiert durch Comptonstreuung mit verändertem Spektrum. Auf der Sternoberfläche bildet sich ein leuchtender Röntgenhalo um die Akkretionssäule aus (Lyubarskii & Syunyaev [56], Davidson & Ostriker [19], Kraus et al. [42]). Ein weiteres Reprozessierungsgebiet ist der obere Akkretionsstrom. Hier wird der von der Neutronensternoberfläche sowie der Akkretionssäule stammende Teil der Strahlung gestreut (Kraus et al. [46]). Nicht übersehen werden darf die gravitative Lichtablenkung. So wurden Auswirkungen der Lichtablenkung auf Pulsprofile in verschiedenen Arbeiten ausführlich untersucht (Mészáros &

Riffert [61], Riffert & Meszaros [73], Nollert et al. [70], Kraus [37], Leahy [50]).

Im Folgenden wird das Modell einer Hohlen Akkretionssäule vorgestellt, das auf jenem für Volle Akkretionssäulen von Frau Prof. Dr. Ute Kraus basiert (Kraus et al. [45], Kraus et al. [46]). Mit dessen Hilfe werden Emissionscharakteristiken für Röntgenpulsare mittlerer Leuchtkraft beschrieben, also jene Pulsare, deren Akkretionsrate bzw. Leuchtkraft L_t gerade hoch genug sind, um die Ausbildung einer sehr niedrigen Akkretionssäule zu ermöglichen. Das Modell berücksichtigt relativistische Effekte wie die gravitative Lichtablenkung, die Richtungsverteilung und das Spektrum der entweichenden Strahlung, die Entstehung eines Röntgenhalos und die Streuung der Strahlung am herabstürzenden Gas. Die folgenden Abschnitte sollen die wichtigsten Modellannahmen des Modells "Hohle Akkretionssäule" vorstellen.

4.1 DER NEUTRONENSTERN

Das binäre Akkretionssäulenmodell für hohle Trichter basiert auf den Vorüberlegungen und Annahmen der vorhergehenden Kapitel. So werden mit dem hier vorgestellten Modell Röntgendoppelsternsysteme beschrieben, die aus einem kompakten Objekt, dem Neutronenstern, und einem massereichen Begleitstern bestehen. Ein Vergleich von Massen ausgewählter Röntgenpulsare (zusammengefasst in Tabelle 1) zeigt, dass nahezu alle Werte mit der "kanonischen" Masse gut vereinbar sind, weshalb für die Simulationsrechnungen der Parameterstudie eine Masse m_n von $1.4 M_\odot$ gewählt wurde. Der Radius des Neutronensterns soll dem "kanonischen" Radius von 10 km entsprechen (in Abbildung 9 als r_n gekennzeichnet). Für den Schwarzschildradius erhält man mit folgender Definition

$$r_s = \frac{2 G m_n}{c^2} \quad (4.1)$$

einen Wert von 4.2 km, wobei m_n für die Masse des Neutronensterns, G für die Gravitationskonstante und c für die Lichtgeschwindigkeit steht.

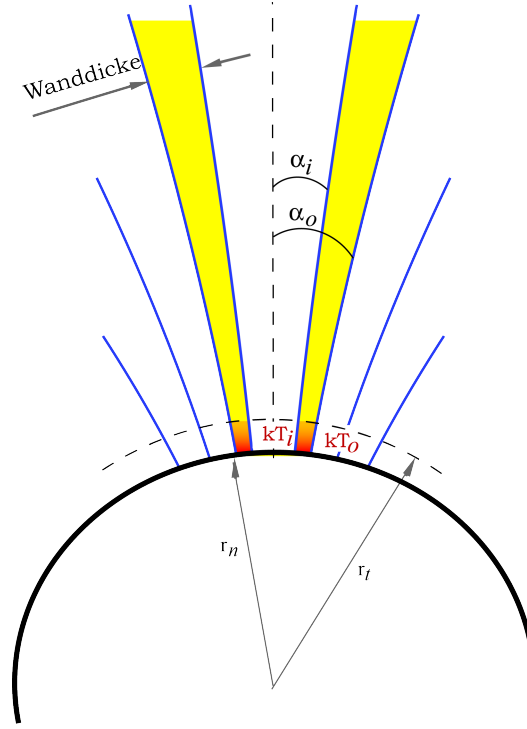


Abbildung 9: Modellparameter, demonstriert anhand einer hohlen Akkretionssäule: α_o - äußerer Öffnungswinkel bzw. die Breite der Säule, α_i - innerer Öffnungswinkel, Wanddicke - $(\alpha_o - \alpha_i)$, kT_o - effektive Temperatur der Säulenaußenwand, kT_i - effektive Temperatur der Säuleninnenwand, r_n - Radius des Neutronensterns, r_t - Höhe der Akkretionssäule

| QUELLE | MASSE |
|------------|----------------------------------|
| Her X-1 | $1.5 \pm 0.3 M_{\odot}$ |
| SMC X-1 | $1.17 + 0.36 / - 0.32 M_{\odot}$ |
| 4U 1538-52 | $1.06 + 0.41 / - 0.34 M_{\odot}$ |
| Cyg X-2 | $1.71 \pm 0.21 M_{\odot}$ |
| Vela X-1 | $1.86 \pm 0.32 M_{\odot}$ |
| 4U 1820-30 | $1.58 \pm 0.06 M_{\odot}$ |
| Cen X-3 | $1.2 \pm 0.21 M_{\odot}$ |

Tabelle 1: Neutronensternmassen, entnommen aus [van Kerkwijk et al. \[89\]](#) für Her X-1, SMC X-1, 4U 1538-52, [Casares et al. \[15\]](#) für Cyg X-2, [Barziv et al. \[2\]](#) für Vela X-1, [Güver et al. \[30\]](#) für 4U 1820-30, [Ash et al. \[1\]](#) für Cen X-3

Eine Gegenüberstellung der Rotationsperioden ausgesuchter Röntgenpulsare (siehe Tabelle 2) zeigt, dass XRB zu den langsam rotierenden Pulsaren gehören. So kann durch die äußere Schwarzschild-Lösung, die eine kugelsymmetrische Vakuum-Lösung der Einsteinschen Feldgleichungen beschreibt, die Außenraumlösung nicht rotierender kompakter Sterne angegeben werden, ebenfalls lassen sich langsam rotierende Neutronensterne zufriedenstellend beschreiben.

| QUELLE | ROTATIONSPERIODE |
|------------|------------------|
| Her X-1 | 1.24 sec |
| Cen X-3 | 4.84 sec |
| V0332+35 | 4.37 sec |
| A0535+26 | 104 sec |
| Vela X-1 | 283 sec |
| 4U 1538-52 | 530 sec |

Tabelle 2: Rotationsperioden, entnommen aus [Lewin & van der Klis \[54\]](#)

Wie in Kapitel 3.4 bereits kurz angerissen, wird die Geometrie des Akkretionsstroms durch das Magnetfeld des Neutronensterns bestimmt. Das in dieser Arbeit beschriebene Modell basiert auf der Annahme, dass das Magnetfeld des Neutronensterns durch ein Dipolfeld beschrieben werden kann, welches sich durch einen von [Wasserman & Shapiro \[92\]](#) hergeleiteten Dipolterm in einer äußeren Schwarzschildmetrik ausdrücken lässt. Aus den Maxwellgleichungen im Vakuum und infolge der Rotationssymmetrie des Magnetfeldes sind die radiale und meridionale Komponente des Vektorpotentials null, es ergibt sich nur eine Komponente in Richtung der Tangente. Für den Betrag der Azimutalkomponente folgt somit:

$$A_\phi(r, \theta) = \frac{3\mu \sin^2(\theta)}{r_s} \left[\left(\frac{r}{r_s} \right)^2 \ln\left(1 - \frac{r_s}{r}\right) + \frac{r}{r_s} + \frac{1}{2} \right] \quad (4.2)$$

wobei μ das magnetische Moment, r_s der Schwarzschildradius und r und θ die Schwarzschildkoordinaten sind. Aus den Komponenten des Feldstärkentensors, die ungleich null sind, erhält man für das Magnetfeld, gemessen im lokalen Bezugssystem

$$\vec{B}_L = (B_L^r, B_L^\theta, B_L^\phi)$$

mit

$$B_L^r = \frac{2\mu \cos(\theta)}{r^3} \cdot \left[-3 \left(\frac{r}{r_s} \right)^3 \ln \left(1 - \frac{r_s}{r} \right) - 3 \left(\frac{r}{r_s} \right)^2 \left(1 + \frac{r_s}{2r} \right) \right] \quad (4.3)$$

und

$$B_L^\theta = \frac{\mu \sin(\theta)}{r^3} \left[6 \left(\frac{r}{r_s} \right)^3 \sqrt{1 - \frac{r_s}{r}} \ln \left(1 - \frac{r_s}{r} \right) + 6 \left(\frac{r}{r_s} \right)^2 \frac{(1 - r_s)/(2r)}{\sqrt{1 - r_s/r}} \right] \quad (4.4)$$

$$B_L^\phi = 0 \quad (4.5)$$

Der Verlauf der magnetischen Feldlinien lässt sich durch folgende Gleichung ausdrücken (aus [Kraus \[36\]](#), [Kraus et al. \[45\]](#)):

$$\frac{d\theta}{dr} = \frac{B^\theta}{B^r}$$

und nach Durchführen der Integration folgt schließlich

$$\sin^2(\theta) \left(\frac{r}{r_s} \right)^2 \left[\ln \left(1 - \frac{r_s}{r} \right) + \frac{r_s}{r} \left(1 + \frac{r_s}{2r} \right) \right] = \text{const.} \quad (4.6)$$

Für den Fall, dass r sehr groß wird ($r \rightarrow \infty$), vereinfachen sich die Gleichungen [4.3](#) und [4.4](#) zu

$$B^r \approx \frac{2\mu \cos(\theta)}{r^3} \quad (4.7)$$

$$B^\theta \approx \frac{\mu \sin(\theta)}{r^3} \quad (4.8)$$

wobei dies, wie erwartet, der Beschreibung eines klassischen Dipolfeldes mit folgendem Magnetfeldlinienverlauf entspricht:

$$\frac{\sin^2(\theta)}{r} = \text{const.} \quad (4.9)$$

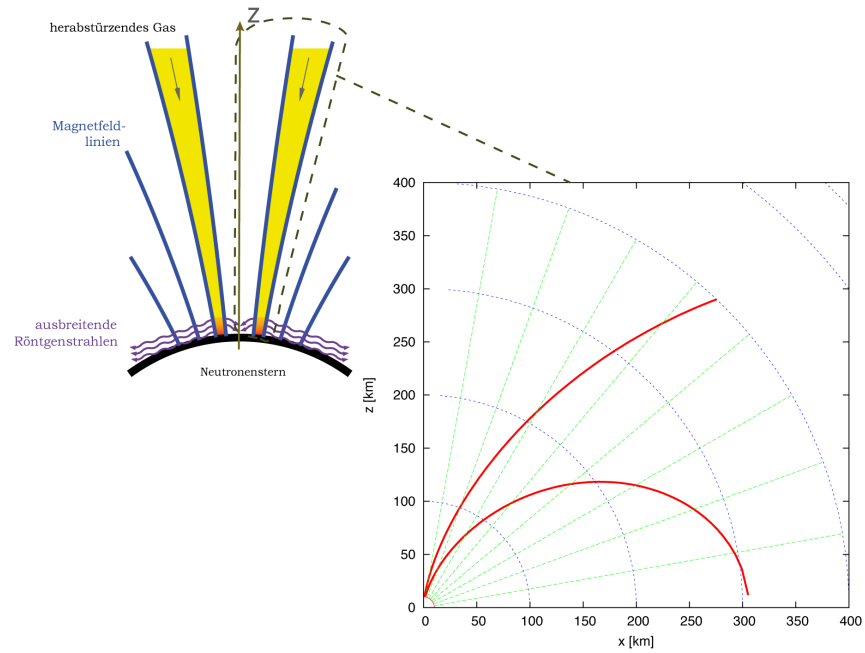


Abbildung 10: Beide Bilder zeigen den Verlauf magnetischer Feldlinien und die daraus resultierende Form der Akkretionssäule (Bild nach Kraus, [Kraus \[41\]](#)). Zum besseren Verständnis wird der schematische Verlauf der Feldlinien im Bild links oben dargestellt, während die Darstellung rechts unten den berechneten Verlauf von zwei benachbarten Magnetfeldlinien (im linken Bild durch die gestrichelte Linie hervorgehoben) zeigt. Die innere Säulenwand wird durch die linke Magnetfeldlinie begrenzt, während die rechte Feldlinie den Verlauf der Außenwand darstellt. Die äußere Säulenwand hat einen Öffnungswinkel von 0.15 rad, die Innere von 0.09 rad

Die schematische Darstellung (Abbildung 10) zeigt den gerechneten Verlauf der Magnetfeldlinien und die daraus resultierende geometrische Form des hohlen Akkretionsstroms.

Aufgrund des starken Magnetfeldes bewegt sich das herabstürzende Plasma entlang der Magnetfeldlinien in Richtung der Neutronensternoberfläche. Die Elektronen kreisen dabei mit der Zyklotronfrequenz auf spiralförmigen Bahnen um die magnetischen Feldlinien (näheres dazu siehe Kapitel [5.1.1](#)). Bei einer Übereinstimmung der Zyklotronenergie mit der Energie der Röntgenphotonen, werden diese resonant gestreut. Sichtbar wird dies in Form einer Absorptionslinie im Röntgenspek-

trum, der Zyklotronlinie, aus der man auf die Polfeldstärke des Neutronensterns schließen kann.

Ein Vergleich der Zyklotronenergien am magnetischen Pol und der daraus resultierenden Oberflächenmagnetfelder verschiedener Röntgenpulsare (siehe Tabelle 3) zeigt, dass diese je nach Röntgenpulsar einen anderen Wert aufweisen. Für die Simulationsrechnungen der Parameterstudie wurde die Höhe der lokalen Zyklotronenergie willkürlich auf 59.5 keV festgelegt, während bei der näheren Untersuchung des Parameters "Zyklotronenergie" diese in einem Bereich zwischen 19 und 59.5 keV variiert wurde. Auf weitere Einzelheiten zu diesem Thema möchte ich bei der Darstellung der Ergebnisse in Kapitel 5 eingehen.

| QUELLE | ZYKLOTRON- ENERGIE (LOKAL) | MAGNETFELD |
|----------|-------------------------------|-------------------------|
| Her X-1 | 53.8 keV | $4.64 \cdot 10^{12}$ G |
| Cen X-3 | 39.4 keV | $3.40 \cdot 10^{12}$ G |
| A0535+26 | 59.5 keV | $5.13 \cdot 10^{12}$ G |
| | 133.9 keV | $11.55 \cdot 10^{12}$ G |
| Vela X-1 | 24 keV | $2.72 \cdot 10^{12}$ G |
| | 52 keV | $5.89 \cdot 10^{12}$ G |

Tabelle 3: Zyklotronenergien wurden aus Trümper et al. [87] für Her X-1, Nagase et al. [66] für Cen X-3, Caballero et al. [14] für A0535+26 und Lewin & van der Klis [54] für Vela X-1 entnommen und mit Hilfe der Formel 4.17 (siehe Kapitel 5) umgerechnet. Die Polfeldstärke ergibt sich aus der 12-B-12-Regel (siehe Kapitel 5, Formel 5.6) mit $r = 10$ km und $r_s = 4.2$ km

4.2 AKKRETIONSSTROM

Betrachtet man das frei fallende Plasma, so bewegt es sich oberhalb der Schockfront bis zur Höhe r_t (siehe Abbildung 9) entlang der Magnetfeldlinien in Richtung der Neutronensternoberfläche mit einer Geschwindigkeit v , welche in einem bei r ruhenden lokalen Inertialsystem gemessen wurde. Eine Kombination der Gleichungen 3.10 und 4.1 liefert

$$v = \beta c = c \sqrt{\frac{r_s}{r}} \quad (4.10)$$

Aus dem Geschwindigkeitsfeld kann unter Berücksichtigung der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial}{\partial r}(\rho_0 u^r) + \frac{\partial}{\partial \theta}(\rho_0 u^\theta) + \frac{2}{r}(\rho_0 u^r) + \cot(\theta)(\rho_0 u^\theta) = 0 \quad (4.11)$$

die Dichteverteilung innerhalb des Akkretionsstroms bestimmt werden, wobei u die Geschwindigkeit und ρ_0 die Dichte im Ruhesystem des Plasmas in Höhe der Neutronensternoberfläche sind (Kraus [36], Kraus et al. [45]). Eine Umformung dieser Gleichung (siehe Kraus [36]) zeigt, dass entlang einer Feldlinie

$$\rho_0 \frac{1}{B} \sqrt{\frac{r_s}{r}} = \text{const.} \quad (4.12)$$

ist, mit B als lokal gemessene Magnetfeldstärke. Soll die Dichte in einer bestimmten Höhe der Akkretionssäule ermittelt werden, so wird der vorgegebene Wert für die Dichte des Plasmas in Höhe der Neutronensternoberfläche in Gleichung 4.12 eingesetzt und die gesuchte Dichte berechnet.

Zur Bestimmung der Dichte in Höhe der Neutronensternoberfläche wird angenommen, dass der Energiefluß der einfallenden Strahlung gleich der Leuchtkraft (lokal gemessen) ist (vgl. Kraus et al. [45]), somit folgt

$$\rho_0 c^3 \beta \gamma (\gamma - 1) A_{\text{cap}} = L \quad (4.13)$$

mit A_{cap} als Größe des heißen Flecks (Fläche auf dem Pol des Neutronensterns, auf die das herabstürzende Plasma auftrifft) sowie β als Fallgeschwindigkeit und $\gamma = \sqrt{1/(1 - \beta^2)}$, jeweils in Höhe der Neutronensternoberfläche ($r = r_n$). In dem hier beschriebenen Modell wird vorgegeben, dass die Dichte am heißen Fleck konstant ist.

4.3 AKKRETIONSGEOMETRIE

Das hier beschriebene Modell basiert auf der Annahme, dass die Ausrichtung der Magnetfeldachse relativ steil auf der Ebene der Akkretionsscheibe erfolgt und sich somit zwei Akkretionssäulen an den beiden magnetischen Polen ausbilden (siehe Abbildung 6). Betrachtet man die in Abbildung 11 dargestellten Pulsprofile und vergleicht diese miteinander, so fällt auf, dass

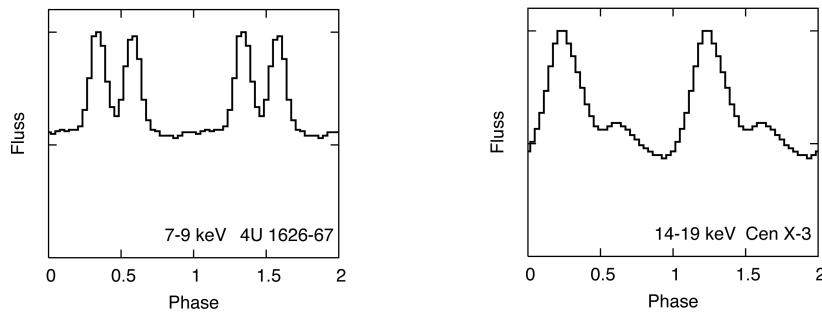


Abbildung 11: Pulsprofile von 4U 1626-67 (links) und Cen X-3 (rechts). Das linke Bild zeigt ein symmetrisches Pulsprofil, während auf dem rechten Bild ein asymmetrisches Pulsprofil zu sehen ist. Die Pulse sind über zwei Perioden dargestellt. Für 4U 1626-67 stammen die Daten aus [Levine et al. \[53\]](#), für Cen X-3 aus [Nagase et al. \[66\]](#)

das linke Pulsprofil eine gewisse Symmetrie aufweist, während das Pulsprofil im rechten Bild eher asymmetrisch ist.

Eine Erklärung liefert die folgende Modellannahme: die Emissionsregionen beider Akkretionssäulen sind gleich und besitzen jeweils ein symmetrisches Emissionsprofil. Eine Zusammensetzung beider symmetrischer Einzel-Pulsprofile, welche sich genau gegenüber befinden, liefert ein symmetrisches Gesamt-Pulsprofil, während die Asymmetrie der Pulsprofile sich durch nicht-antipodale Anordnung der magnetischen Pole erklären lässt (weitere Informationen und Simulationen finden sich unter [Kraus et al. \[43\]](#), [Kraus et al. \[44\]](#), [Kraus \[40\]](#), [Caballero et al. \[14\]](#)). Für eine Untersuchung der Geometrie der Akkretionssäule ist es ausreichend, eine einzelne Säule zu modellieren, da sich die Beiträge der beiden Akkretionssäulen addieren.

Eine weitere Modellannahme ist, dass das herabstürzende Plasma einen hohlen Trichter bildet. Dies basiert auf folgender Überlegung: Magnetfeldlinien, die genau durch den magnetischen Pol verlaufen, treffen nicht auf die Akkretionsscheibe. Während die Feldlinien in Polnähe die Akkretionsscheibe am äußeren Rand berühren, treffen jene am Rand der Akkretionssäule den Bereich der Scheibe in der Nähe bzw. innerhalb der Alfvén-Oberfläche. Das bedeutet, entlang der polnahen Feldlinien findet noch kein Materietransport statt, während das herabstürzende Gas den randnahen Magnetfeldlinien folgt. Es entsteht

ein hohler Akkretionstrichter, dessen Breite unter anderem von der Ausdehnung der Akkretionsscheibe bestimmt wird.

Das Gas aus der Materiescheibe wird in einer Entfernung r_A (Alfvén-Radius) durch den magnetischen Druck, ausgeübt durch das Magnetfeld des Neutronensterns, gestoppt. Durchsetzen die Magnetfeldlinien diesen Bereich, so koppelt das Plasma an diese. Der Mechanismus, der dahinter steckt, sowie die Größe dieses Bereichs bezüglich des Alfvén-Radius sind noch unklar. Wie bereits in Kapitel 3.4 angesprochen, hängt die Wandstärke der Säule von der Größe des Bereichs ab, in welchem das Gas aus der Scheibe an die magnetischen Feldlinien koppelt.

Im Modell wurden die Breite der Akkretionssäule sowie die Wanddicke durch die Parameter α_o und α_i beschrieben (siehe Abbildung 9). Hierbei wird mit α_o die Säulenbreite und aus der Differenz des äußeren (α_o) und inneren (α_i) Öffnungswinkels ($\alpha_o - \alpha_i$) die Wanddicke definiert.

4.4 EMISSIONSREGION

Erläutert wurde bereits, wie das Plasma von der Akkretionsscheibe bis zu den Polen auf den Neutronenstern gelangen kann, und welche geometrische Form der Akkretionsstrom dabei annehmen kann. Eine vollständige Formulierung der Entstehung der Strahlung im Bereich unterhalb der Schockfront, wenn das Plasma abgebremst wird und sich in Richtung der Sternoberfläche bewegt, gibt es jedoch noch nicht. Trotz diverser Ansätze zur Beschreibung der Spektren von Röntgenpulsaren (Mészáros [59], Burnard et al. [11], Becker & Wolff [5]) konnte kein einheitliches Modell entwickelt werden, welches eine stimmige Wiedergabe des Spektrums liefert, denn dafür muss zunächst die Physik bei Entstehung der Röntgenspektren verstanden werden. Becker und Wolff setzten sich weiter mit dem Thema auseinander und schlugen in ihrer Arbeit vor (Becker & Wolff [6]), dass das beobachtete Röntgenspektrum sich aus Spektren verschiedener Photonenquellen zusammensetzt. Sie stellten drei Arten der Photonenerzeugung in der Akkretionssäule dar, welche zum Gesamtröntgenspektrum beitragen. So kann infolge von Zusammenstößen von Protonen und Elektronen Zyklotronstrahlung entstehen, indem die Elektronen zunächst auf ein höheres Landau-Niveau angehoben werden und beim Übergang vom angeregten Zustand in den Grundzustand

Röntgenphotonen emittieren. Eine weitere Möglichkeit zur Entstehung der Röntgenstrahlung ist der Effekt der Bremsstrahlung. Geladene Teilchen, die bei der Ablenkung durch ein magnetisches Feld abgebremst werden, erzeugen Röntgenstrahlung. Die letzte Option zur Erzeugung der Strahlung ist der am Fußende der Akkretionssäule befindliche "thermal mound" (thermischer Hügel), dessen Spektrum dem Planckschen Spektrum entspricht. Eine detaillierte Beschreibung dieser Thematik sowie Ergebnisse können in [Becker & Wolff \[6\]](#) nachgelesen werden.

Wie bereits zuvor angesprochen, basiert das hier beschriebene Modell auf dem in der Arbeit [Kraus et al. \[45\]](#) erläuterte Modell für volle Akkretionssäulen. So wurde auch hier angenommen, dass Röntgenstrahlung nur im Bereich unterhalb der Schockfront emittiert wird. In [Abbildung 9](#) wurde dieser Bereich durch den Parameter r_t definiert und für alle Simulationsrechnungen auf 500 Meter oberhalb der Neutronensternoberfläche festgelegt. Das herabfallende Plasma hindert die erzeugten Photonen daran, die Akkretionssäule nach oben zu verlassen, weshalb die Strahlung seitlich entweicht. Betrachtet man die Richtung der emittierten Strahlung im Ruhesystem des Neutronensterns, so zeigt diese nach der Arbeit von Lyubarskii und Syunyayev ([Lyubarskii & Syunyaev \[56\]](#)) eine Richtungsabhängigkeit. Lyubarskii und Syunyaev schlugen vor, dass Photonen in der Nähe der Säulenwand mit den sich nach unten bewegenden geladenen Teilchen kollidieren und gestreut werden, wobei der größte Anteil der emittierten Strahlung in Richtung der Sternoberfläche entweicht. Die Säule strahlt also nur an den "Wänden". Wird eine Hohlsäule betrachtet, wie es hier der Fall ist, so strahlt diese sowohl an der äußeren als auch an der inneren Säulenwand. Die emittierte Röntgenstrahlung entweicht anisotrop, d. h. die Richtung ist abhängig vom Bezugssystem. Bewegt man sich mit dem Plasma in Richtung der Neutronensternoberfläche, so erfolgt die maximale Emission senkrecht zur Bewegungsrichtung.

[Abbildung 12](#) zeigt die Plasmapverteilung unterhalb der Schockfront. Die Stärke der Bündelung bzw. die Ausbreitungsrichtung der Röntgenstrahlung wird von der Geschwindigkeit des Plasmas unterhalb der Schockfront beeinflusst (eine detailliertere Beschreibung sowie eine ausführliche Untersuchung dieses Pa-

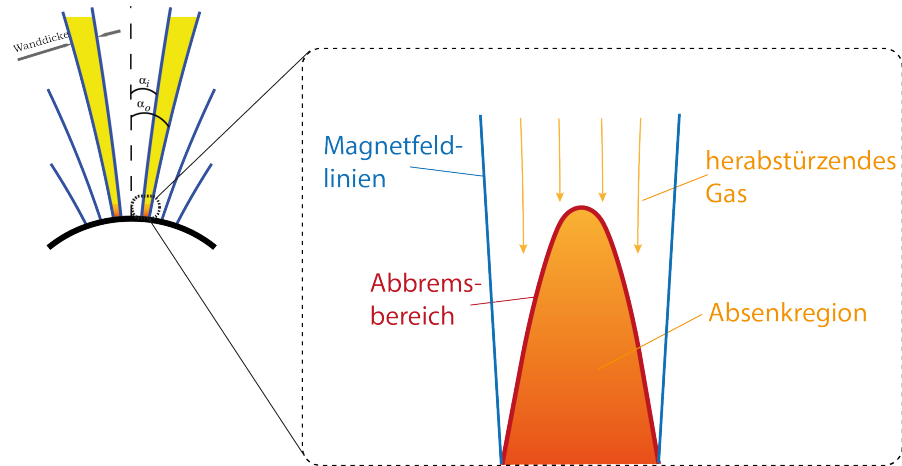


Abbildung 12: Akkretionssäule im Querschnitt. Abbildung nach [Lyu-barskii & Syunyaev \[56\]](#)

rameters befindet sich in Kapitel 6).

Auf die in diesem Modell gemachte Annahme bezüglich der effektiven Temperatur der Akkretionssäule an der äußeren (T_0) und inneren (T_i) Säulenwand wird bei der Präsentation und Diskussion der Ergebnisse in Kapitel 8 eingegangen. Ist im weiteren Verlauf dieser Arbeit nur von der Temperatur der Akkretionssäulen die Rede, so ist immer die effektive Temperatur dieser gemeint.

Die Grundlage in dem hier vorgestellten Modell zur Beschreibung energieabhängiger Röntgenspektren bildet eine allgemeine Form des Potenzspektrums, die aus einem Potenzspektrum mit einem exponentiellen Abfall besteht, wie es Coburn ([Coburn \[17\]](#)) in seiner Arbeit vorstellte (siehe [Abbildung 13](#)). Der Richtungsanteil wurde ähnlich jenem aus [Kraus et al. \[45\]](#) wie folgt definiert: $I_0 \simeq (1 + 2 \sin(\vartheta_0) \cos(\varphi_0))$ im Plasmasystem. Das Potenzspektrum nach Coburn ([\[17\]](#)) sowie eine Umrechnung des Spektrums samt Richtungsanteil in das Bezugssystem des Neutronensterns werden in Kapitel 6 ausführlicher behandelt.

4.5 REPROZESSIERUNG

Wie schon formuliert, wird in dem hier beschriebenen Modell angenommen, dass Röntgenphotonen, welche die Akkretionssäule seitlich verlassen, bevorzugt in Richtung der Neutronensternoberfläche entweichen. Eine auf dieser Vorüberlegung be-

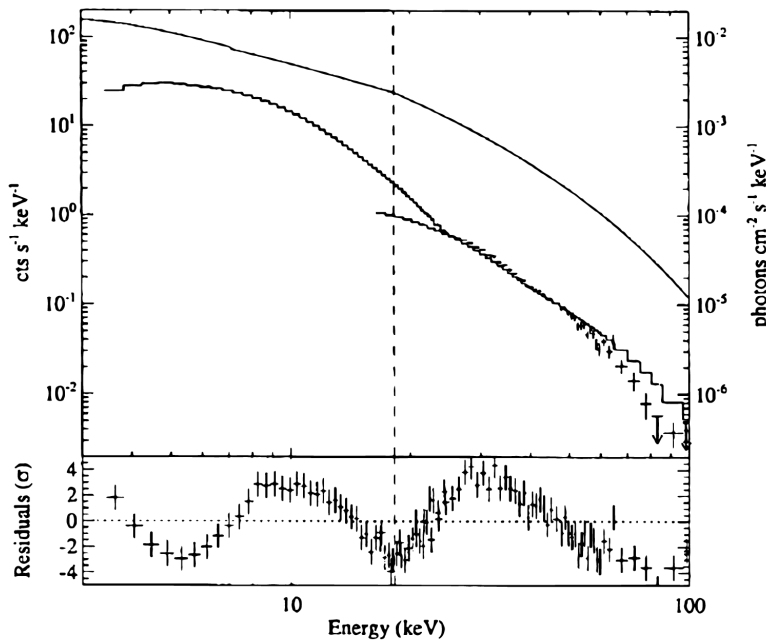


Abbildung 13: Potenzspektrum mit einem exponentiellen Abfall nach Coburn [17] (mit Genehm. aus Coburn [17], S. 62)

ruhende Annahme ist, dass diese seitlich entweichende Röntgenstrahlung die Atmosphäre des Neutronensterns um den jeweiligen Akkretionstrichter aufheizt und somit ein leuchtender Halo entsteht (siehe die vergrößerte Darstellung in Abbildung 14).

Mit der Annahme, dass die Röntgenstrahlung thermisch isotrop reemittiert wird (Brainerd & Meszaros [10], Kraus et al. [45]), kann diese durch die Schwarzkörperstrahlung angegeben werden, wobei die Temperatur der Sternoberfläche durch $T = (F/\sigma)^{1/4}$ beschrieben werden kann, mit F als dem Energiefluß und mit σ als der Stefan-Boltzmann-Konstante.

Weiterhin wird angenommen, dass ein Teil der von der Neutronensternoberfläche sowie aus der Säulenwand entweichenden Röntgenphotonen in den oberen, breiter werdenden Bereich des Akkretionsstroms gelangt. Dort wird ein Anteil der Photonen am Rand des Akkretionsstroms am herabstürzenden Plasma gestreut und verlässt diesen wieder. Zur Beschreibung der Reemission wird die Wechselwirkung zwischen den Röntgenphotonen und dem herabfallenden Gas im Bezugssystem des Plasmas betrachtet und als eine diffuse Reflexion (kohärente Streuung im Bezugssystem des Plasmas) an einer halb-

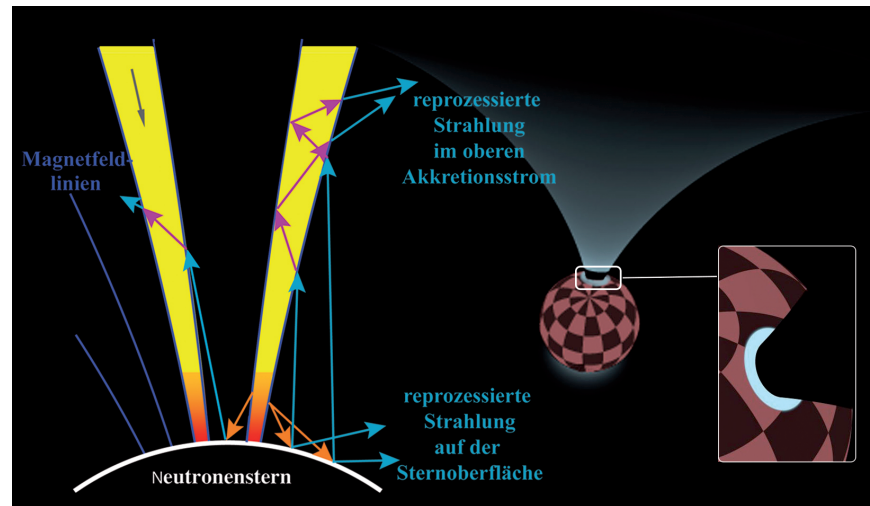


Abbildung 14: Die reprozessierte Strahlung auf der Neutronensternoberfläche (Halo) und im oberen Akkretionsstrom wurde bläulich eingefärbt bzw. durch hellblaue Pfeile dargestellt. Zur besseren Darstellung der reprozessierten Strahlung auf der Neutronensternoberfläche (Halo) wird die Intensität des Halo logarithmisch dargestellt

unendlichen Atmosphäre beschrieben. Für eine detailliertere Beschreibung zu diesem Thema möchte ich auf die Arbeit von [Kraus et al. \[46\]](#) verweisen.

Der größte Anteil der Röntgenphotonen aus dem oberen Akkretionsstrom wird infolge des fallenden Plasmas wieder in den Bereich unterhalb der Schockfront gelenkt oder entweicht aus dem Akkretionsstrom in Richtung der Neutronensternoberfläche in das Gebiet um die Akkretionssäule und trägt etwas zum Halo bei. Allerdings ist der Beitrag, im Vergleich zur direkten Abstrahlung der Akkretionssäule, so gering, dass dieser in den Simulationsrechnungen nicht mitberücksichtigt wird ([Kraus et al. \[45\]](#), [Kraus et al. \[46\]](#)). Abbildung 14 stellt die Reprozessierung auf der Neutronensternoberfläche und im oberen Akkretionsstrom dar.

Wie bereits angesprochen, wird ein Teil der Strahlung aus dem Halo und der Säule im oberen Akkretionsstrom gestreut. Stimmen die Energie der gestreuten Röntgenphotonen und die Zyklotronenergie überein (beide gemessen im Plasmasystem), so wird infolge der resonanten Streuung dieser Teil des Akkretionsstroms undurchsichtig (näheres dazu siehe Kapitel 5). Während der Rotation des Sterns um die eigene Achse (Rotations-

achse aus Abbildung 6) zieht die Hohlsäule durch die Sichtlinie zum Beobachter. Ein Teil der emittierten Röntgenstrahlung wird durch den nach oben breiter werdenden Teil der Säule verdeckt. Aufgrund dessen und wegen des variierenden Blickwinkels auf die Akkretionssäule, den Akkretionsstrom und den Halo scheint die Röntgenquelle zu pulsieren.

4.6 MAGNETISCHE STREUUNG

Mit Hilfe der Photonverteilungsfunktion f wird die Emission der Akkretionssäule und des Halo beschrieben. Im Vakuum erfahren Photonen keine Absorption oder Streuung, somit ist f längs einer Nullgeodäte konstant. Ist die Verteilungsfunktion f der rückgestreuten Photonen an der Sternoberfläche bekannt, so kann daraus die spezifische Strahlungsintensität I_ν wie folgt berechnet werden

$$I_\nu = \frac{h^4 \nu^3}{c^2} f \quad (4.14)$$

Verfolgt man nun einen Strahl, welcher den oberen Akkretionsstrom kreuzt, so wird dieser durch Streuung abgeschwächt. Mit der in diesem Modell gemachten Annahme, dass beide Polarisationsmoden gleich stark sind ($f_0/2$), reduziert sich die Photonverteilungsfunktion f zu

$$f = \frac{f_0}{2} e^{-\tau_1} + \frac{f_0}{2} e^{-\tau_2} \quad (4.15)$$

wobei f_0 die Photonverteilungsfunktion der Photonen am Anfang des Strahls und τ_1 und τ_2 die optischen Tiefen zweier Polarisationsnormalmoden entlang der Photonenbahn sind. Zur Beschreibung der Streuung für die Simulationsrechnungen dient der Streuquerschnitt für magnetisiertes kaltes Plasma unter Einbeziehung der Vakuumpolarisation, wobei im Bezugssystem des Plasmas keine Frequenzänderung durch Streuung verursacht wird (Mészáros & Ventura [62], Mészáros & Ventura [63], Kraus et al. [46]).

4.7 GRAVITATIVE ROTVERSCHIEBUNG

Bewegt sich ein Photon in einem Gravitationsfeld, zum Beispiel dem eines Neutronensterns, erfährt es eine gravitative Rotver-

schiebung. Wird also am Neutronenstern eine Energie E gemessen, so bedeutet dies eine Verkleinerung dieser um den Faktor $1/(1+z)$, also

$$E_{\infty} = E \frac{1}{1+z}$$

wobei E_{∞} für die gemessene Energie beim Beobachter und z für die Rotverschiebung steht.

Nach Misner ([Misner & Wheeler \[64\]](#)) lässt sich die gravitative Rotverschiebung z mit Hilfe der Schwarzschildmetrik wie folgt ausdrücken

$$1+z = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{2Gm_n}{rc^2}}} \quad (4.16)$$

und mit r_s als Schwarzschildradius aus Formel [4.1](#) erhält man

$$E_{\infty} = E \sqrt{1 - \frac{r_s}{r}} \quad (4.17)$$

4.8 RELATIVISTISCHE LICHTABLENKUNG

Nach der allgemeinen Relativitätstheorie werden Lichtstrahlen im Gravitationsfeld schwerer Massen abgelenkt. Dies ergibt sich nicht nur aus der theoretischen Analyse der Lichtausbreitung in der Schwarzschildmetrik, sondern wurde auch zum ersten Mal im Jahre 1919 von der Royal Astronomical Society und der Royal Society in Großbritannien ([Shapiro & Shapiro \[79\]](#)) nachgewiesen. Diese Gruppen konnten die Lichtablenkung weit entfernter Sterne an der Sonne nachweisen.

So werden sich geradlinig ausbreitende parallele Lichtstrahlen weit entfernter Objekte, die sich in einem minimalen Abstand a vom Zentrum des kugelsymmetrischen Gravitationsfeldes ausbreiten, um einen Winkel α abgelenkt (siehe [Abbildung 15](#)).

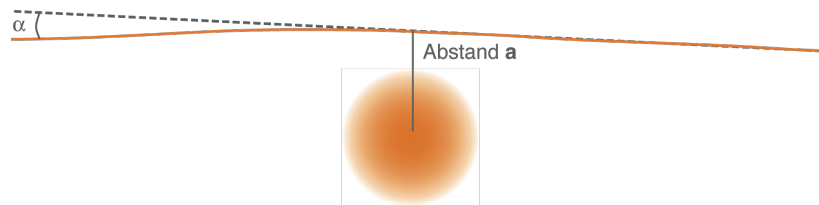


Abbildung 15: Lichtablenkung im kugelsymmetrischen Gravitationsfeld

Die Lichtablenkung ist nicht nur wichtig, wenn Photonen ein massereiches Objekt passieren, sondern auch, wenn Photonen von diesem massereichen Objekt emittiert werden (siehe Abbildung 16).

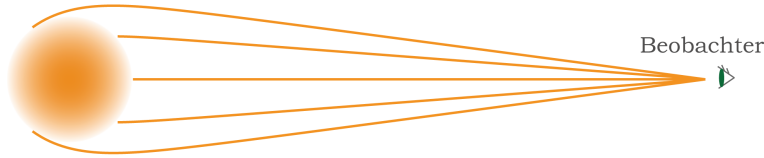


Abbildung 16: Relativistische Lichtablenkung bezüglich eines entfernten Beobachters

Während man von einer masselosen Kugel 50 Prozent der Oberfläche sehen kann, erlaubt es die gravitative Lichtablenkung bei einem kompakten Objekt, wie zum Beispiel einem Neutronenstern, einen viel größeren Bereich der Oberfläche zu sehen. Laut [Beloborodov \[7\]](#) lässt sich dieser Bruchteil der Oberfläche $S_v/(4\pi r_N^2)$ wie folgt bestimmen

$$\frac{S_v}{4\pi r_N^2} = \frac{1}{2(1 - r_s/r_n)} \quad (4.18)$$

mit r_n als Radius des Neutronensterns und r_s als Schwarzschildradius.

So trägt die Lichtablenkung dazu bei, dass man von der Oberfläche der Sonne bereits 50.0002 Prozent sieht. Bei einem kompakten Objekt wie einem Neutronenstern bewirkt die Lichtablenkung nach Gleichung 4.18, dass ein entfernter Beobachter von einem Neutronenstern der Masse 1.4 Sonnenmassen, einem Radius von 10 km und einem Schwarzschildradius von 4.2 km insgesamt mehr als 86 Prozent der Oberfläche überblicken kann. Um die Lichtablenkung an einem Neutronenstern besser zu verdeutlichen, wurden eine masselose Kugel und ein Neutronenstern gleichen Radius mit Hilfe eines Karomusters dargestellt (siehe Abbildung 17).

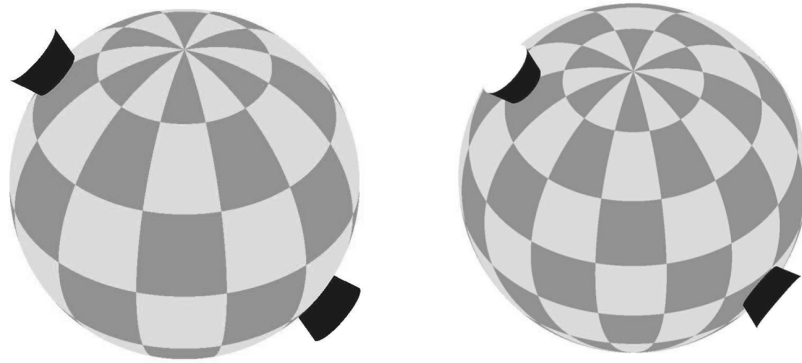


Abbildung 17: Verdeutlichung der relativistischen Lichtablenkung anhand eines mit Karomustern dargestellten Neutronensterns. Neutronenstern links ohne Lichtablenkung. Neutronenstern rechts mit Lichtablenkung

Befindet sich eine Lichtquelle auf der dem Beobachter abgewandten Seite, so würde diese trotzdem infolge der Lichtablenkung sichtbar sein (vgl. Abbildung 18).

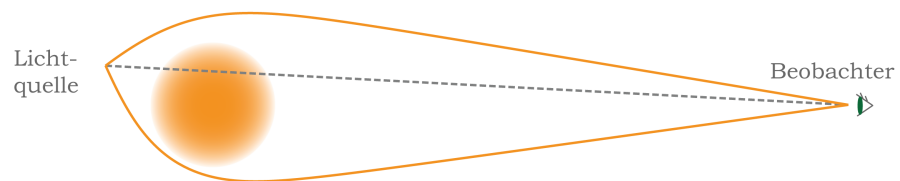


Abbildung 18: Eine Lichtquelle auf der dem Beobachter abgewandten Seite ist trotz Lichtablenkung sichtbar

Liegt diese Quelle auf einer Achse durch den Stern und den Ort des Beobachters, so würde sie, wie in Abbildung 19 zu sehen, als Ring beobachtet werden (Kraus [40]).

4.9 EMISSIONSCHARAKTERISTIKEN

Betrachtet man einen Röntgenpulsar aus einer großen Entfernung, wie dies zum Beispiel ein entfernter Beobachter machen würde, so kann man diesen nur als eine Punktquelle wahrnehmen und entsprechend nur den Fluß aus einem festen Raumwinkel messen. In dieser Arbeit wird der Gesamtfluß als Funktion der Beobachtungsrichtung (Emissionscharakteristik) einer Polregion für simulierte Röntgenpulsare erzeugt und analysiert.

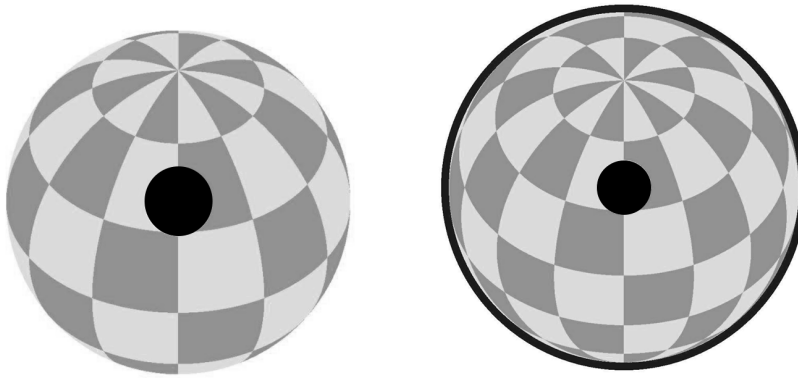


Abbildung 19: Erzeugung eines leuchtenden Rings (in der Abbildung durch einen schwarzen Ring gekennzeichnet) um den Neutronenstern infolge der Lichtablenkung, falls sich die Lichtquelle genau auf der Rückseite des Neutronensterns befindet. Bei dem Neutronenstern ohne Lichtablenkung wird kein Ring beobachtet. Neutronenstern links ohne Lichtablenkung. Neutronenstern rechts mit Lichtablenkung

Hierfür werden virtuelle Röntgenkameras in einem Winkelbereich zwischen 0 und 180 Grad um den Neutronenstern angeordnet, die den Gesamtfluß in den verschiedenen Abschnitten der Drehung bestimmen.

Um die Gesamtemissionscharakteristik besser verstehen und deuten zu können, wurde diese in einzelne Komponenten zerlegt. Das Gesamtstrahlungsmuster ist eine Überlagerung der fünf einzelnen Strahlungsmuster: dem Halo im Inneren (Halo innen) und Äußeren (Halo außen), der Akkretionssäule innen (Säule innen) und außen (Säule außen), sowie der reprozierten Strahlung im oberen Akkretionsstrom (Reprozessierung) (siehe Abbildung 20). Die Abbildung 20 (unteres Bild) stellt eine Gesamtstrahlungscharakteristik vor. Die Abszissenachse zeigt die Drehung um den Röntgenpulsar in Grad, wobei man bei $\theta = 0$ Grad direkt in den Akkretionsstrom blickt. Auf der Ordinatenachse ist der Röntgenfluß aufgetragen.

Die Skizze (links oben) sowie die aufgelöste Aufnahme (rechts oben) eines Modellröntgenpulsars sollen die Stellung der Akkretionssäule bezüglich des Beobachters verdeutlichen.

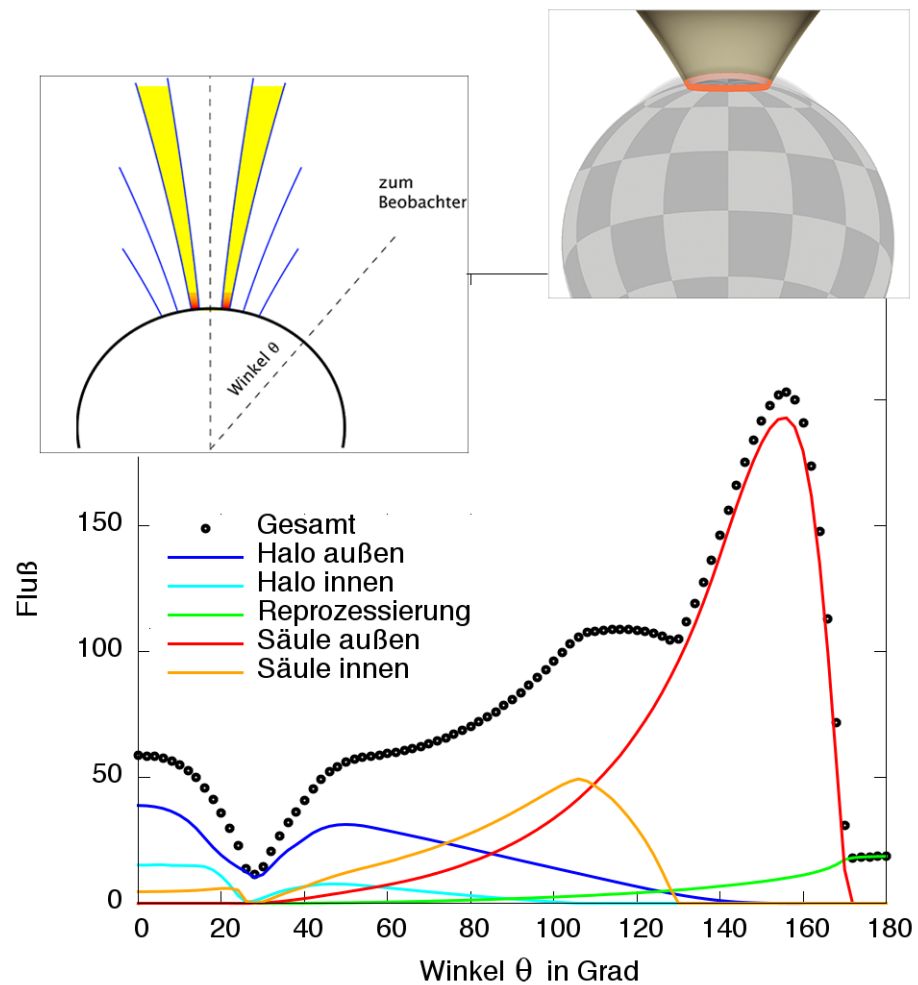
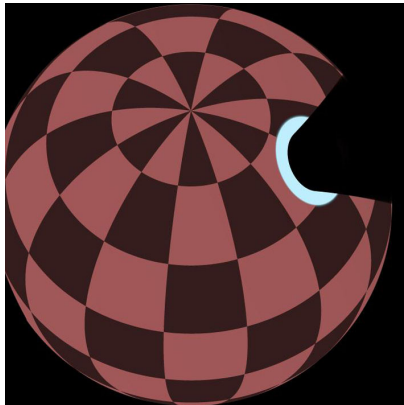


Abbildung 20: Skizze eines Röntgenpulsars (Bild oben links) und Momentaufnahme (Bild oben rechts) zur Veranschaulichung der Stellung der Akkretionssäule bezüglich des Beobachters. Die Momentaufnahme zeigt den Röntgenpulsar mit einem Winkel zwischen der Akkretionssäule und dem Beobachter von $\theta = 75$ Grad. Bild unten zeigt ein Beispiel einer Gesamtemissionscharakteristik für eine Akkretionssäule zusammen mit einzelnen Strahlungskomponenten: Halo innen, Halo außen, Säule innen, Säule außen, Reprozessierung

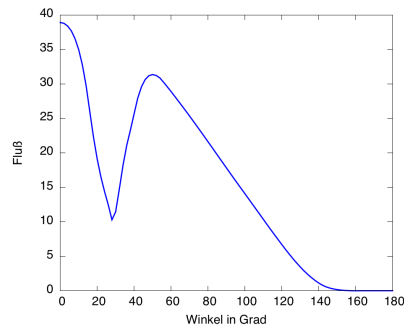
Die Simulation eines Modellröntgenpulsars erfolgte nach einem Ray-Tracing-Verfahren. Das entsprechende Ray-Tracing-Programm wurde von Corvin Zahn entwickelt ([Zahn \[95\]](#)). So wird zur Berechnung eines Bildes ein Lichtstrahl, welcher auf die in einzelne Pixel segmentierte Filmfläche trifft, rückwärts bis zum darzustellenden Objekt verfolgt und die Quelle dieses Strahls

gesucht. Weitere interessante Details dazu finden sich in den Arbeiten Zahn [95] und Zahn [96].

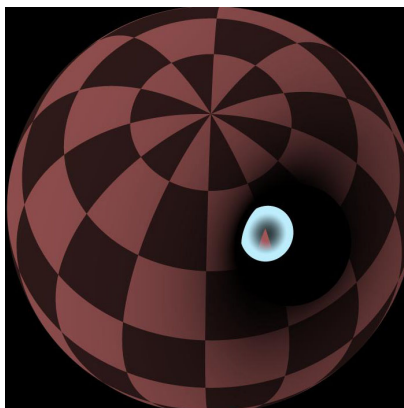
Die Bilder aus den Abbildungen 21 und 22 zeigen graphische Darstellungen der einzelnen Strahlungskomponenten sowie die zugehörigen Strahlungscharakteristiken.



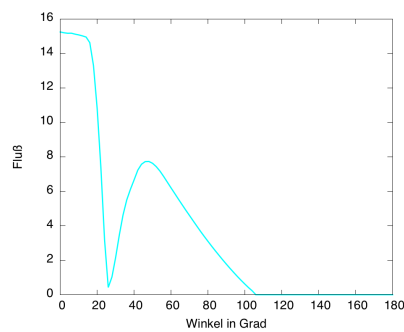
(a) Halo außen



(b)

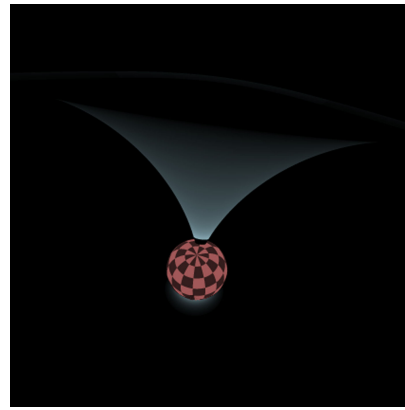


(c) Halo innen

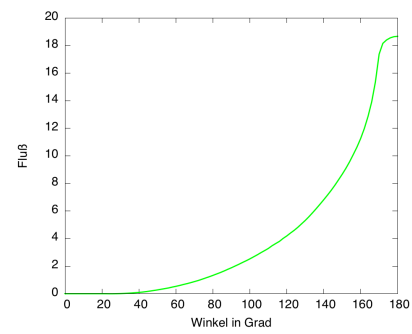


(d)

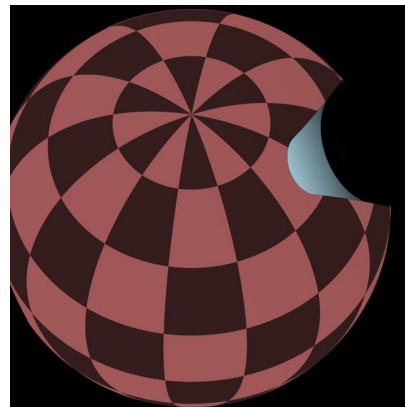
Abbildung 21: Graphische Darstellung der Strahlungskomponenten Halo außen und Halo innen samt zugehöriger Strahlungscharakteristiken



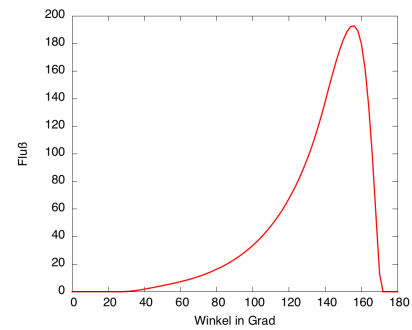
(a) Reprozessierung



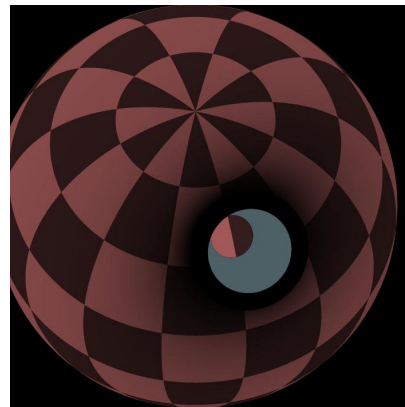
(b)



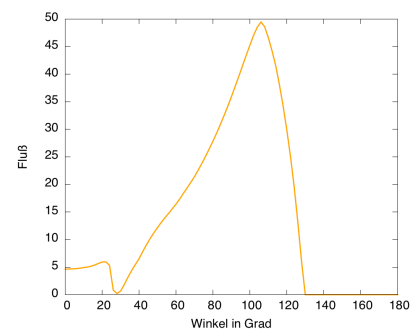
(c) Säule außen



(d)



(e) Säule innen



(f)

Abbildung 22: Graphische Darstellung der Strahlungskomponenten Reprozessierung, Säule außen und Säule innen samt zugehöriger Strahlungscharakteristiken

Die nun folgenden Kapitel beinhalten eine Analyse der Bedeutung der einzelnen Parameter auf die Strahlungscharakteristi-

ken. So wird in Kapitel 5 die Bedeutung der Zyklotronenergie auf die Form der Strahlungsmuster untersucht, sowie die Höhe der resonanten Streuung bestimmt. Kapitel 6 beinhaltet eine Analyse zur Abhängigkeit zwischen der Richtung der emittierten Röntgenstrahlung und der Geschwindigkeit des Plasmas. Die effektive Temperatur der Säule an der Innenwand T_i (siehe Abbildung 11) wird in Kapitel 8 näher betrachtet und die Auswirkung der Wanddicke ($\alpha_o - \alpha_i$) (siehe Abbildung 11) und der Säulenbreite α_o (siehe Abbildung 11) auf die Emissionscharakteristiken des Kapitels 7 füllen.

In Teil iii dieser Arbeit findet sich ein qualitativer Vergleich der erzeugten Strahlungscharakteristiken mit den Emissionscharakteristiken der Röntgenpulsare Cen X-3 und A0535+26. Das Ziel ist eine optimale Anpassung der untersuchten Parameter zur bestmöglichen Reproduktion der Gesamtstrahlungscharakteristiken von Cen X-3 und A0535+26.

BEDEUTUNG DER ZYKLOTRONENERGIE

5.1 DAS MAGNETFELD EINES RÖNTGENPULSARS

Akkretierende Röntgenpulsare weisen sehr starke Magnetfelder auf, die in den Größenordnungen von 10^{12} Gauss für HMXB (vgl. Kapitel 3.2.1) oder bis 10^{10} Gauss für LMXB (vgl. Kapitel 3.2.2) liegen. Bereits in den 1960er Jahren gab es theoretische Überlegungen zur Stärke des Magnetfeldes (Manley [57]). Bestätigt wurden diese Überlegungen erst durch die Beobachtung einer Zyklotronresonanzlinie (Cyclotron Resonance Scattering Feature, kurz CRSF) von Trümper und seinen Kollegen im Jahre 1976 (Trümper et al. [87]). Nach Trümper (Trümper [86]) ist "die genaueste Methode zur Bestimmung von Neutronenstern-Magnetfeldern zweifellos die Zyklotron-Linienspektroskopie".

Wie bereits bei der Beschreibung des Modells in Kapitel 4 angesprochen, werden Zyklotronresonanzlinien als Absorptionslinien in Spektren einiger akkretierender Röntgenpulsare beobachtet und die Energie, bei welcher die Zyklotronlinie beobachtet wird, steht im direkten Zusammenhang zum Magnetfeld des Neutronensterns. Dieser Zusammenhang soll im Anschluss näher erläutert werden.

5.1.1 Geladene Teilchen im Magnetfeld

Auf sich im Magnetfeld bewegende Teilchen wirkt die Lorentzkraft

$$\vec{F}_L = q (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (5.1)$$

wobei q die Ladung, v die Geschwindigkeit und B die magnetische Flußdichte ist.

Findet diese Bewegung des Teilchens weder parallel noch senkrecht zum Magnetfeld statt, kann die Geschwindigkeit in eine parallele und senkrechte Komponente zerlegt werden. Während bei der parallelen Bewegung keine Lorentzkraft auf das Teilchen wirkt, und dieses sich geradeaus weiterbewegt, wird

die Lorentzkraft bei einer senkrechten Bewegung zum Magnetfeld maximal und das Teilchen beschreibt eine Kreisbahn. Das geladene Teilchen bewegt sich somit auf einer schraubenförmigen Bahn um die Magnetfeldlinie mit dem Radius r_L , der als Lamor-Radius bezeichnet wird, und der Zyklotronfrequenz ω_C

$$r_L = \frac{m_T v_\perp}{q B}, \quad \omega_C = \frac{q B}{m_T} \quad (5.2)$$

wobei v_\perp die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Magnetfeld und m_T die Masse des Teilchens ist (Mészáros [60], Harding & Lai [32]).

Bei starken Magnetfeldern, wie sie typischerweise bei Röntgenpulsaren gemessen werden, können quantenmechanische und relativistische Effekte nicht mehr vernachlässigt werden. Erreicht das Magnetfeld eine Höhe, so dass gilt $\hbar \omega_C \gtrsim m_T c^2$ beziehungsweise

$$B \gtrsim B_{\text{kritisch}} = \frac{m_T^2 c^2}{q \hbar} = 4.414 \cdot 10^{13} \text{ G} \quad (5.3)$$

muss die senkrechte Geschwindigkeitskomponente v_\perp relativistisch um den Faktor $\gamma = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$ korrigiert werden (Harding & Lai [32]). Zudem wird bei starken Magnetfeldern der Lamor-Radius so klein, dass er mit der de-Broglie-Wellenlänge der Elektronen vergleichbar wäre (Mészáros [60]).

$$\lambda_{\text{de-Broglie}} = \frac{\hbar}{\gamma m v_\perp} \quad (5.4)$$

Dies hat zur Folge, dass die Bewegungsenergie der Elektronen, senkrecht zum Magnetfeld, nicht mehr kontinuierlich ist, sondern nur diskrete Energiewerte annehmen kann. Im nichtrelativistischen Fall wird die Bewegungsenergie in Landau Niveaus quantisiert, wobei der energetische Abstand zweier aufeinanderfolgender Niveaus der Zyklotronenergie entspricht.

$$E_C = \hbar \omega_C = \hbar \frac{q B}{m_T} \quad (5.5)$$

Während im nichtrelativistischen Fall der energetische Abstand auch bei höheren Energieniveaus immer konstant bleibt, nimmt dieser bei einer relativistischen Korrektur ab, d. h. bei höherer Energie liegen die Energieniveaus näher beieinander (Strange [82]).

Werden die Konstanten aus Gleichung (5.5) durch Werte ersetzt, so erhält man eine als 12-B-12-Regel bekannte Formulierung

$$E_C \approx 11,6 \text{ keV } B_{12} \quad (5.6)$$

wobei B_{12} die Magnetfeldstärke B in Einheiten von 10^{12} Gauss ist. Aus Formel 5.6 ist noch einmal gut der Zusammenhang zwischen dem Magnetfeld B und der Zyklotronenergie E_C ersichtlich, das heißt, läßt sich die Zyklotronenergie E_C aus der Zyklotronlinie im Spektrum bestimmen, so läßt sich das Magnetfeld B in der Akkretionssäule des Neutronensterns ermitteln.

Wie bereits in Kapitel 4.7 angesprochen, erfahren Photonen, die sich in einem starken Gravitationsfeld bewegen, eine Rotverschiebung. Das bedeutet, dass die beobachteten Absorptionslinien im Spektrum (die Zyklotronlinien) zu niedrigeren Energien verschoben werden und somit die Zyklotronenergie E_C um den Faktor $\sqrt{1 - \frac{r_s}{r}}$ verkleinert wird (siehe Gleichung 4.17). Aus diesem Zusammenhang ist auch gut ersichtlich, dass die Magnetfeldstärke B und somit auch $\hbar \omega_C$, vom Fußende der Akkretionssäule aus, mit der Höhe abnehmen.

5.1.2 Resonante Streuung

In einer gewissen Höhe, wenn die Energie der Photonen im Bezugssystem des streuenden Mediums mit der lokalen Zyklotronenergie übereinstimmt, werden die Photonen resonant gestreut (genauer hierzu siehe auch Kapitel 5.3). Infolge der hohen Geschwindigkeit des frei fallenden Plasmas ($0.61c$, siehe Kapitel 3.4) spielt der relativistische Dopplereffekt eine Rolle. Die Lage der resonanten Streuung ist von der Richtung des Beobachters relativ zur Magnetfeldachse abhängig.

Während der Akkretionstrichter im Bereich der resonanten Streuung opak ist, kann dieser oberhalb und unterhalb des Resonanzbereichs optisch dünn werden. In Abbildung 23 wird dieses Verhalten ebenfalls von Ventura (Ventura et al. [90]) bestätigt.

Dieses Diagramm zeigt eine Frequenzabhängigkeit des Wechselwirkungsquerschnitts für die außerordentliche σ_1 und or-

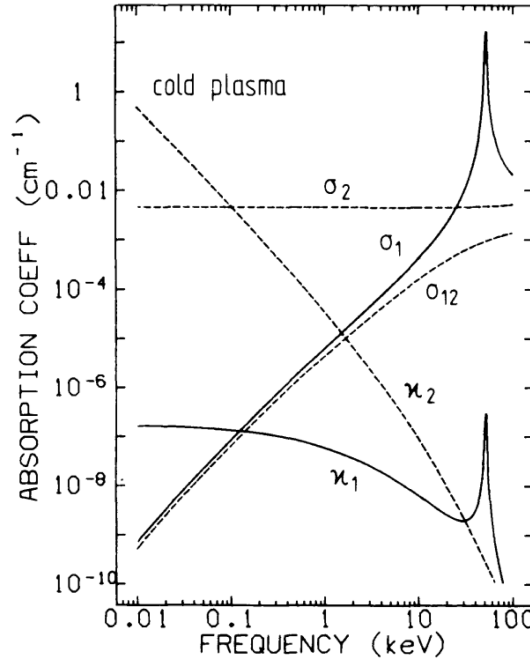


Abbildung 23: Opazitäten verursacht durch Streuung σ und Absorption κ , für die Resonanz bei der Zyklotronenergie $\hbar\omega_C = 55$ keV, dargestellt als Funktion der Frequenz, gemittelt über den Winkel (©AAC, mit Genehm. aus Ventura et al. [90]).

dentliche σ_2 Mode, wobei die außerordentliche Mode durch Resonanz bei der Zyklotronenergie $\hbar\omega_C = 55$ keV gekennzeichnet ist (breiten sich elektromagnetische Wellen senkrecht im kalten Plasma aus, so wird die Welle als außerordentliche Mode σ_1 bezeichnet, wenn das elektrische Feld senkrecht zum Magnetfeld liegt; bei der Ausbreitung in der ordentlichen Mode liegen das magnetische und elektrische Feld parallel zueinander). Dies bedeutet, dass bei maximaler Streuung der Photonen, die bei der Zyklotronenergie $\hbar\omega_C$ liegt, die Opazität zunimmt und die Akkretionssäule undurchsichtig wird. Für Zyklotronenergien kleiner und größer als $\hbar\omega_C = 55$ keV verschiebt sich das Maximum nach links bzw. nach rechts (Ventura et al. [90]). Für weitere Informationen und detaillierte Beschreibungen siehe Ventura et al. [90] und Mészáros [60].

Wie die Beschreibung des Akkretionssäulenmodells in Kapitel 4.9 erläutert, wird in einer Emissionscharakteristik der Gesamtfluß als Funktion der Beobachtungsrichtung aufgetragen. Theoretische Vorüberlegungen zeigen auf, dass es in der Strahlungscharakteristik sichtbar sein muss, wenn die Emissionsgebiete teilweise durch den Resonanzbereich verdeckt werden.

5.2 ERGEBNISSE DER SIMULATIONSRECHNUNGEN

In diesem Abschnitt soll die Auswirkung der Zyklotronenergie auf die einzelnen Komponenten sowie auf die Gesamtemissionscharakteristik analysiert werden. Für die Berechnungen wurden sechs verschiedene Zyklotronenergien 59.5 keV, 39 keV, 34 keV, 29 keV, 24 keV und 19 keV ausgewählt. Die ersten beiden Werte entsprechen den Zyklotronenergien der Pulsare A0535+26 und Cen X-3. Der Wert für A0535+26 stammt aus der Arbeit von Caballero (Caballero [12]). Diese beim Beobachter gemessene Zyklotronenergie beträgt $E_{C,\infty} = 45$ keV. Aufgrund der gravitativen Rotverschiebung nimmt der entfernte Beobachter einen niedrigeren Wert wahr, weshalb die Zyklotronenergie mit der Gleichung 4.17 entsprechend umgerechnet werden muss. Somit erhält man für $\hbar\omega_c$ lokal am Neutronenstern einen Wert von 59.5 keV, wobei für $r_s = 4.2$ und $r_n = 10$ km eingesetzt wurden. Analog wurde die Zyklotronenergie für Cen X-3 bestimmt, wobei $E_{C,\infty} = 28.5$ keV aus Caballero & Wilms [13] herausgelesen und auf 39 keV umgerechnet wurde. Um die Variationsbreite etwas größer zu halten, wurde der letzte Wert willkürlich auf 19 keV festgelegt. Des Weiteren fiel die Entscheidung auf folgende Photonenenergien: 1 keV, 10 keV, 30 keV, 60 keV und 90 keV, wobei diese den lokalen, am Neutronenstern gemessenen Werten entsprechen. Für alle in diesem Abschnitt präsentierten Strahlungscharakteristiken entschied man sich für eine Akkretionssäule der Wanddicke $\alpha_o - \alpha_i = 0.06$ rad und der Breite $\alpha_o = 0.15$ rad. Die Leuchtkraft lokal am Neutronenstern soll $L = 1.09 \cdot 10^{30}$ W betragen und die zugehörige Massendichte am Fußende des Akkretionsstroms $\rho = 3.35 \cdot 10^{-5}$ g/cm³ (gerechnet mit Gl. 4.13).

Wie in Kapitel 8 noch genauer geschildert wird, gibt es für den inneren Bereich der Akkretionssäule kein passendes Modell, welches die Temperatur zufriedenstellend beschreibt. Infolge dessen wurden zwei Simulationen durchgeführt. Während in der ersten Simulation die Temperatur innerhalb und außerhalb der Akkretionssäule (berechnet aus Gleichung 8.3) gleich $kT_o = kT_i = 3.58$ keV gesetzt wurde (Modell a), bleibt in der zweiten Rechnung die Temperatur außerhalb des Akkretionsstroms gleich ($kT_o = 3.58$ keV) und die innere Temperatur wird entsprechend Gleichung 8.8 (siehe Kapitel 8) erhöht auf $kT_i = 5.14$ keV (Modell c). Eine Zusammenfassung aller in dieser Rechnung wichtigen Parameter findet sich in Anhang A.

5.2.1 Vergleich der Zyklotronenergien bei gleicher Photonenenergie

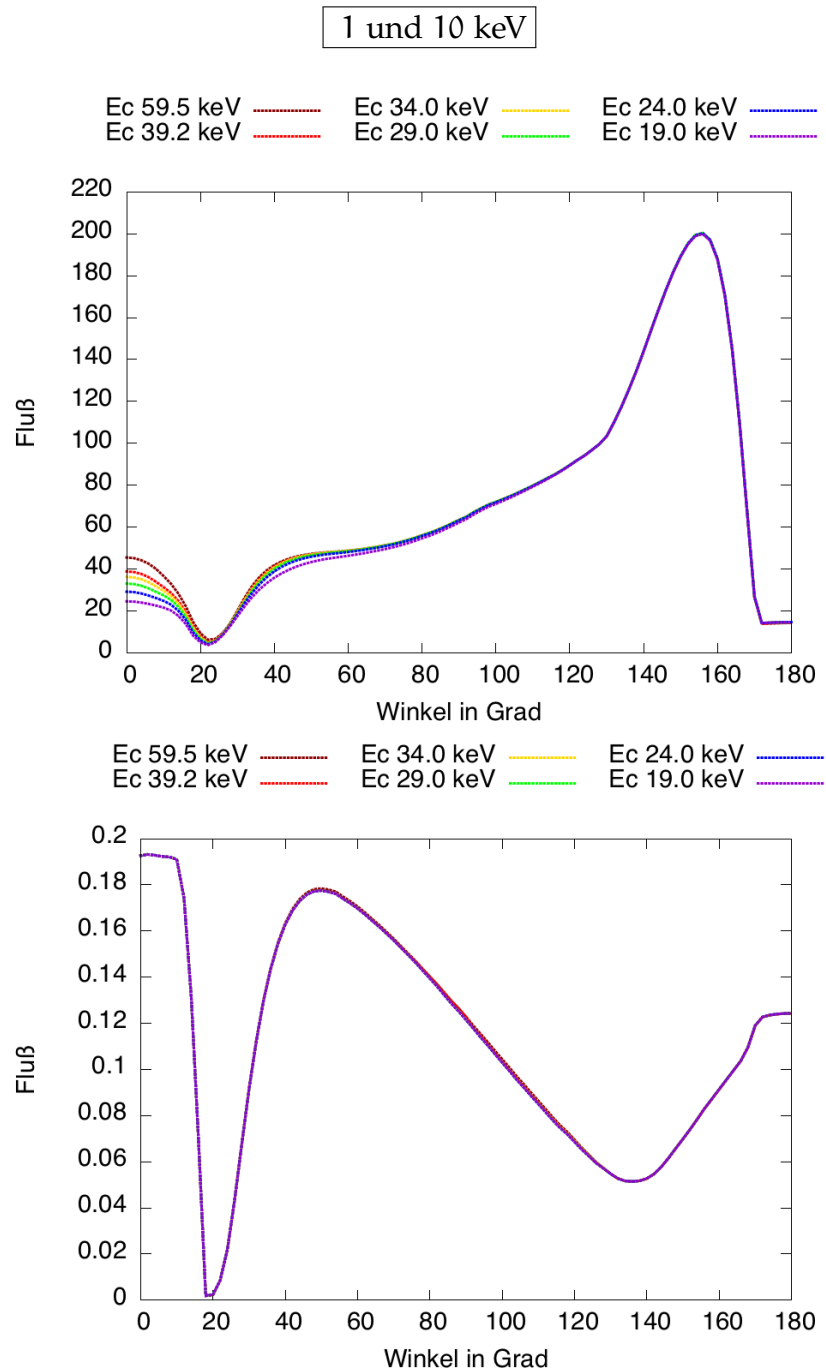


Abbildung 24: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Zyklotronenergie E_c 59.5/39.2/34/29/24/19 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur (Modell α): $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Photonenenergie 1 keV (Bild oben), 10 keV (Bild unten)

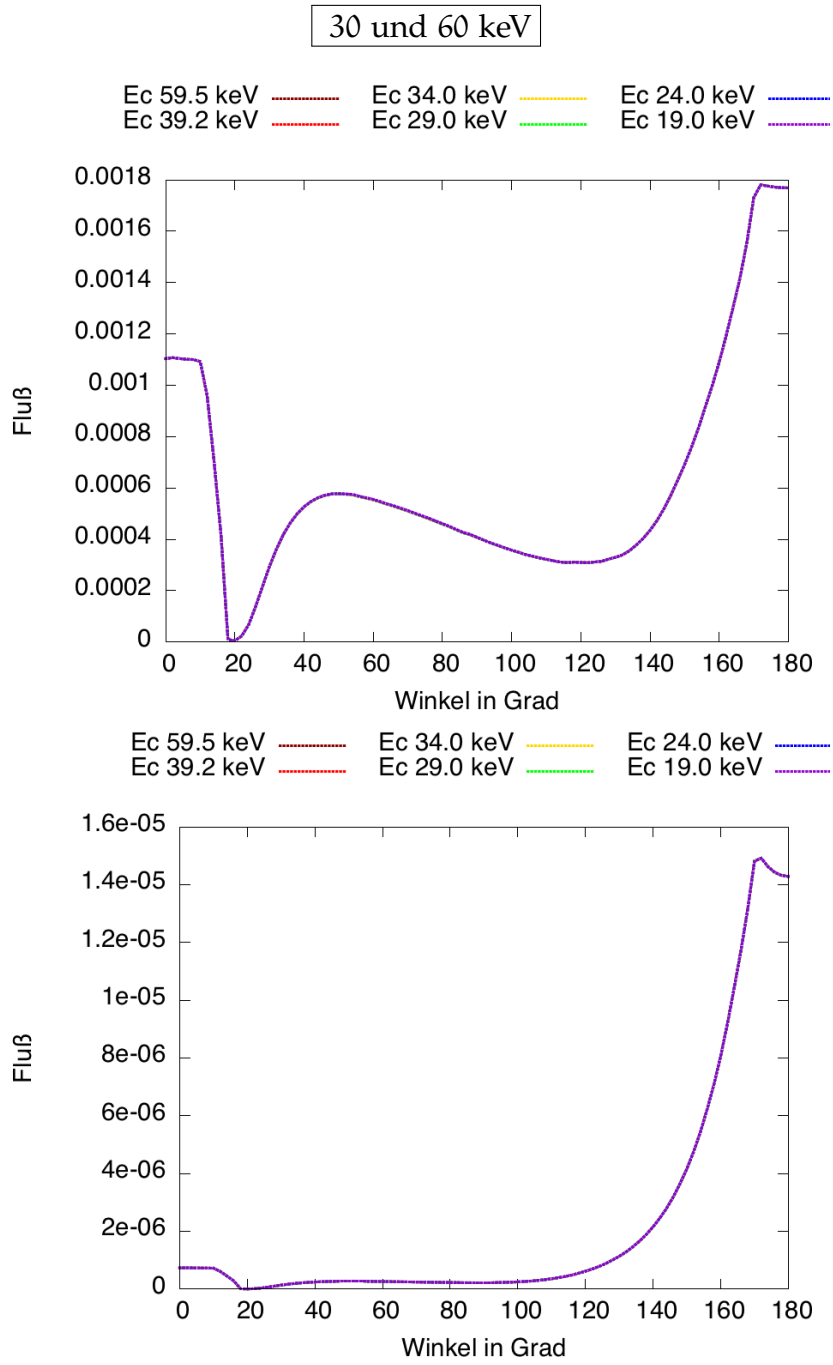


Abbildung 25: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Zyklotronenergie E_C 59.5/39.2/34/29/24/19 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur (Modell α): $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Photonenenergie 30 keV (Bild oben), 60 keV (Bild unten)

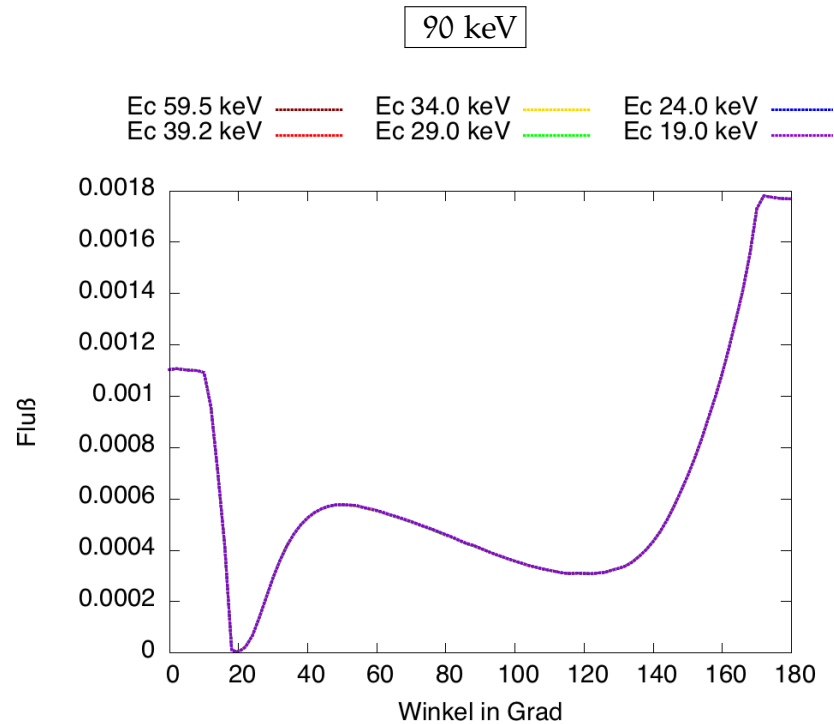


Abbildung 26: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohl säule mit folgenden Parametern: Zyklotronenergie E_C 59.5/39.2/34/29/24/19 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur (Modell a): $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Photonenenergie 90 keV

Die Kurven aus den Abbildungen 24 bis 26 zeigen Strahlungscharakteristiken für einen Röntgenpulsar mit den weiter oben beschriebenen Parametern. Betrachtet man den Kurvenverlauf bezüglich der Photonenenergie, so fällt auf, dass der Fluß wie erwartet mit steigender Energie abnimmt.

Während bei 1 keV die Kurven im Winkelbereich zwischen 0 und 20 Grad etwas mehr und zwischen 30 und 60 Grad nur leicht auffächern, liegen diese für den restlichen Winkelbereich übereinander. Bei den Gesamtstrahlungsverläufen für die Photonenenergien 10 - 90 keV gibt es keine Auffächerung, hier zeigen alle Kurven den gleichen Verlauf, unabhängig von der Zyklotronenergie.

Untersucht man den Einfluss der einzelnen Komponenten auf den Gesamtkurvenverlauf und stellt diese in Abhängigkeit der Photonenenergie dar, so liefert die graphische Auswertung die Ergebnisse aus den Abbildungen 27 bis 29. Aufgrund der übereinstimmenden Kurvenverläufe bei den verschiedenen Zyklo-

tronenergien wird an dieser Stelle nur die Zerlegung der Gesamtstrahlungscharakteristik für E_C 59.5 keV dargestellt. Bei der kleinsten hier untersuchten Energie, 1 keV, dominiert die Strahlung aus der äußeren Säulenwand den Gesamtstrahlungsverlauf. Dies zeigt sich durch das ausgeprägte Maximum bei den größeren Winkeln. Bei kleineren Winkeln wird der Kurvenverlauf leicht durch den äußeren Halo beeinflusst. Eine Untersuchung der Strahlungscharakteristiken für höhere Photonenenergien zeigt, dass der Kurvenverlauf der Säule keine große Auswirkung auf die Gesamtstrahlung hat. Während die Strahlung des Halo aus dem äußeren und inneren Bereich die Gesamtstrahlung bei 10 keV dominieren, nimmt deren Einfluss mit steigender Photonenenergie sehr stark ab und spielt bei 60 sowie 90 keV kaum eine Rolle. Bei der Reprozessierung verhält es sich genau umgekehrt. Bei 1 keV beeinflusst diese kaum den Gesamtkurvenverlauf, nimmt allerdings mit zunehmender Photonenenergie stark zu. Bei 90 keV entspricht der Gesamtkurvenverlauf dem Kurvenverlauf der Reprozessierung.

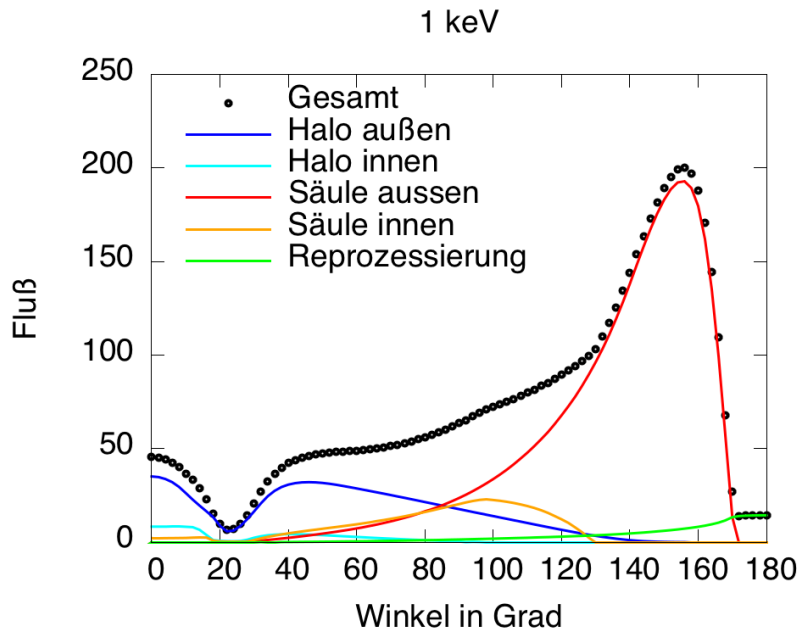


Abbildung 27: Darstellung der Gesamtstrahlung sowie ihrer Komponenten für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, Photonenenergie 1 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur (Modell a): $kT_o = kT_i = 3.58$ keV

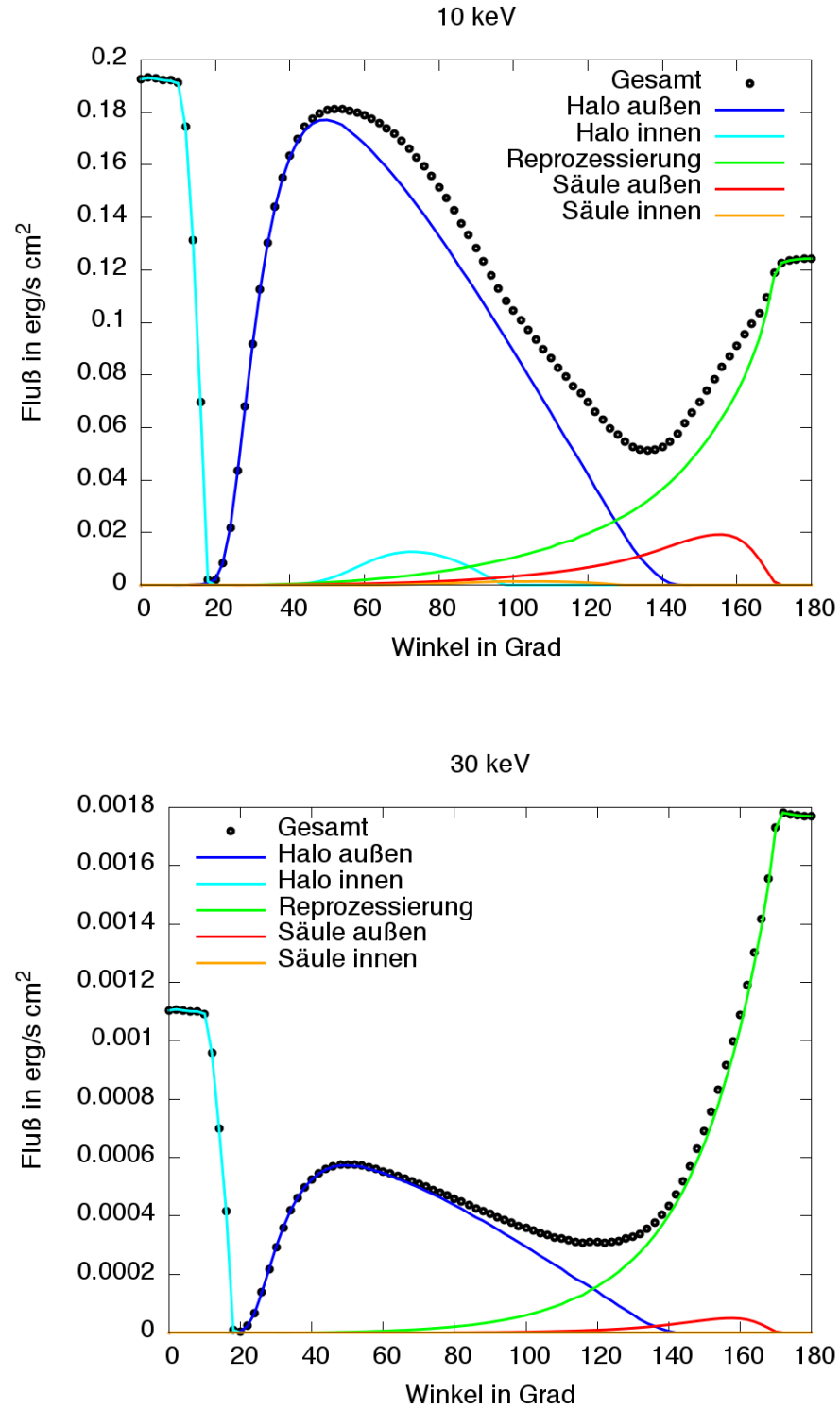


Abbildung 28: Darstellung der Gesamtstrahlung sowie ihrer Komponenten für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, Photonenenergie 10 und 30 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur (Modell a): $kT_o = kT_i = 3.58$ keV

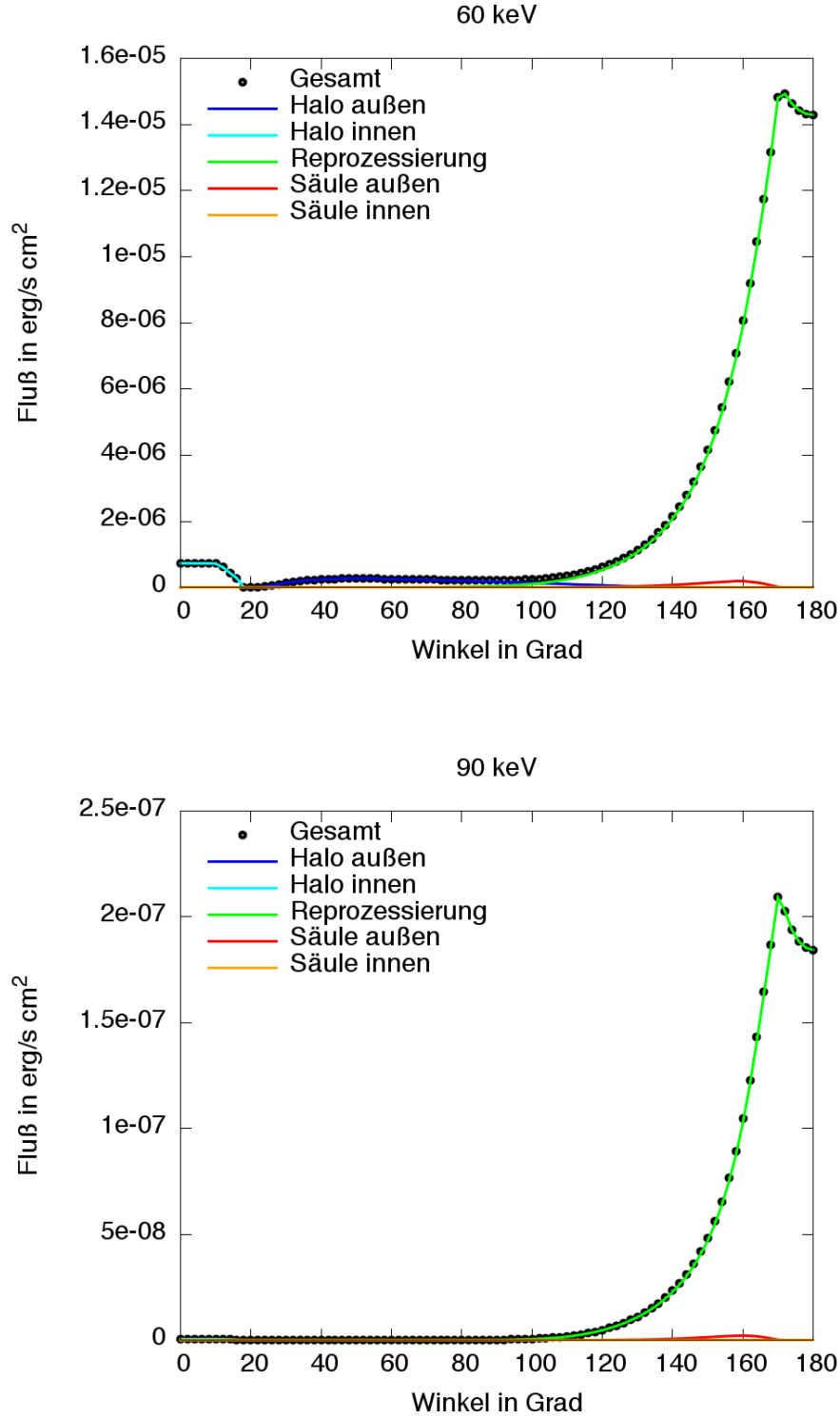


Abbildung 29: Darstellung der Gesamtstrahlung sowie ihrer Komponenten für eine Hohl säule mit folgenden Parametern: Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, Photonenenergie 60 und 90 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur (Modell a): $kT_o = kT_i = 3.58$ keV

Betrachtet man die komponentenweise Darstellung für 1 und 10 keV genauer, so erkennt man den schnell wachsenden Einfluss der Strahlungskomponenten Halo auf den Gesamtstrahlungsverlauf, während der Verlauf der Komponente Säule außen genauso schnell an Bedeutung verliert. Um die Entwicklungen genauer zu untersuchen, wird dieser Energiebereich etwas besser aufgelöst. Die Abbildungen 30 und 31 zeigen den Photonenbereich zwischen 1 und 10 keV, wobei die Energie jeweils um 1 keV ansteigt. In den Diagrammen ist nochmals deutlich zu sehen, wie die Strahlung der Säulenaußen- und innenwand

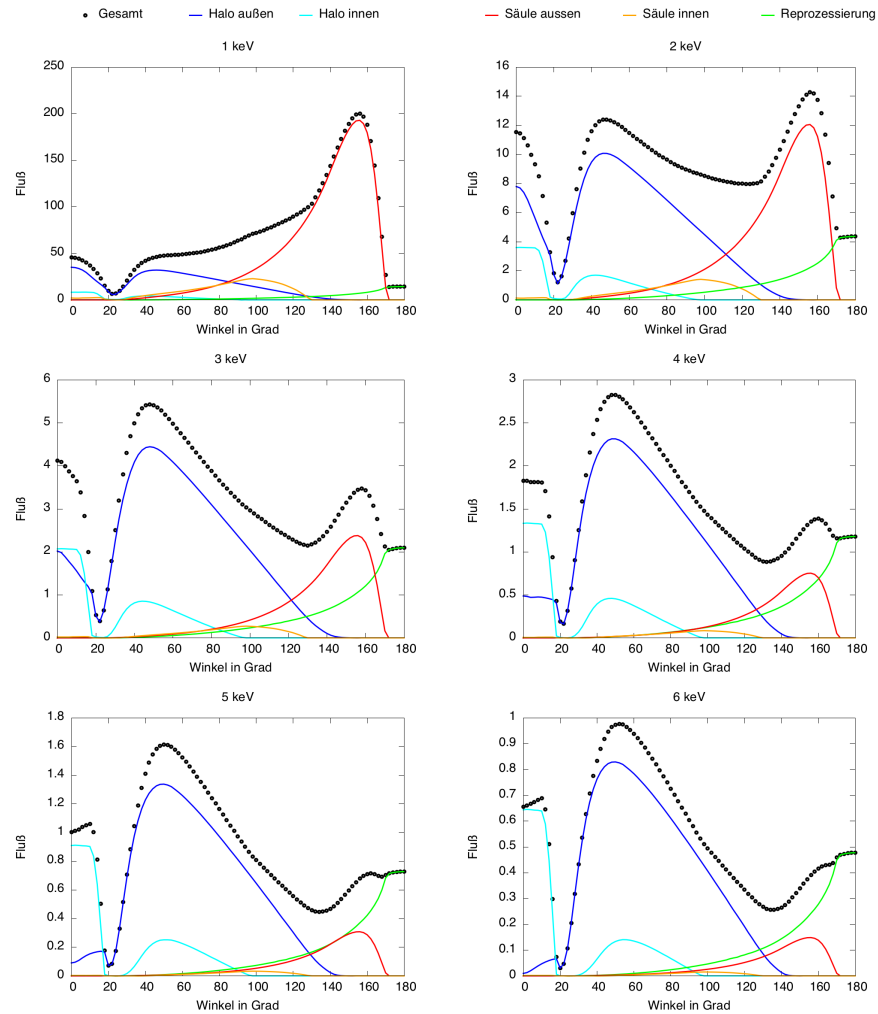


Abbildung 30: Darstellung der Gesamtstrahlung sowie ihrer Komponenten für eine Hohl säule mit folgenden Parametern: Photonenenergie 1 bis 6 keV, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur (Modell a): $kT_o = kT_i = 3.58$ keV

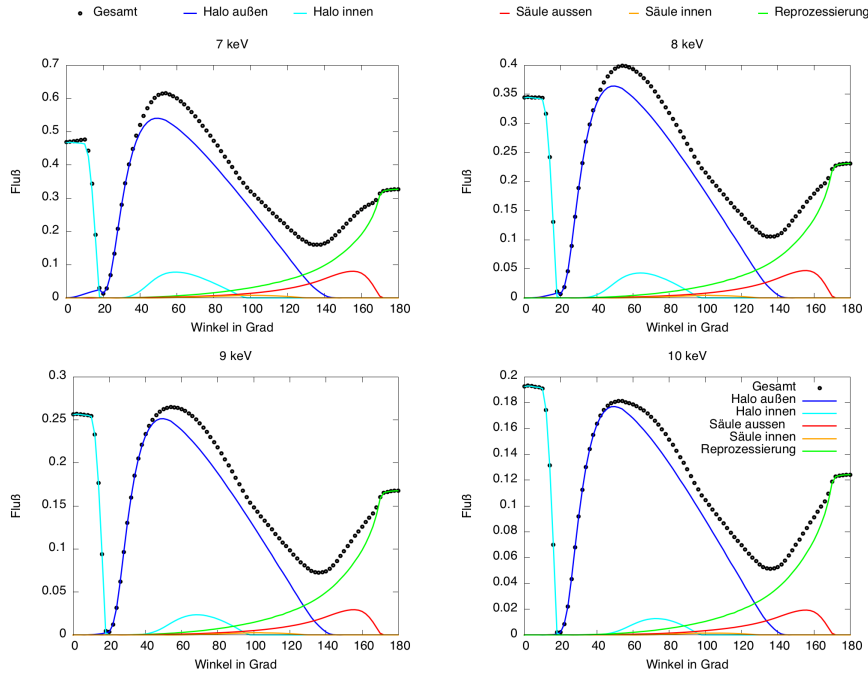


Abbildung 31: Darstellung der Gesamtstrahlung sowie ihrer Komponenten für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Photonenenergie 7 bis 10 keV, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur (Modell a): $kT_o = kT_i = 3.58$ keV

an Dominanz verliert, während die Strahlungskomponenten Halo außen und Halo innen an Bedeutung gewinnen.

Als nächstes soll die Temperatur an der Säuleninnenwand auf den maximal gerechneten Wert gesetzt und die Strahlungscharakteristiken erneut erstellt werden. Um die Kurvenverläufe für die Berechnungen mit gleichen (Modell a) und unterschiedlichen (Modell c) Temperaturen an der Säuleninnen- und -außenwand miteinander vergleichen zu können, werden diese jeweils in einem Plot dargestellt, wobei die Photonenenergie konstant gehalten und die Zyklotronenergie variiert wird. Zur besseren Unterscheidung erhält die gleiche Zyklotronenergie für beide Modelle die gleiche Farbe. Während die Strahlungscharakteristiken für gleiche Temperaturen durch eine gepunktete Linie dargestellt werden, zeigt die gestrichelte Linie den Verlauf der Strahlungscharakteristik für den Fall, dass die Temperaturen außen und innen an der Wand der Säule nicht übereinstimmen. Das Ergebnis ist in den Abbildungen 32 bis 34 dargestellt.

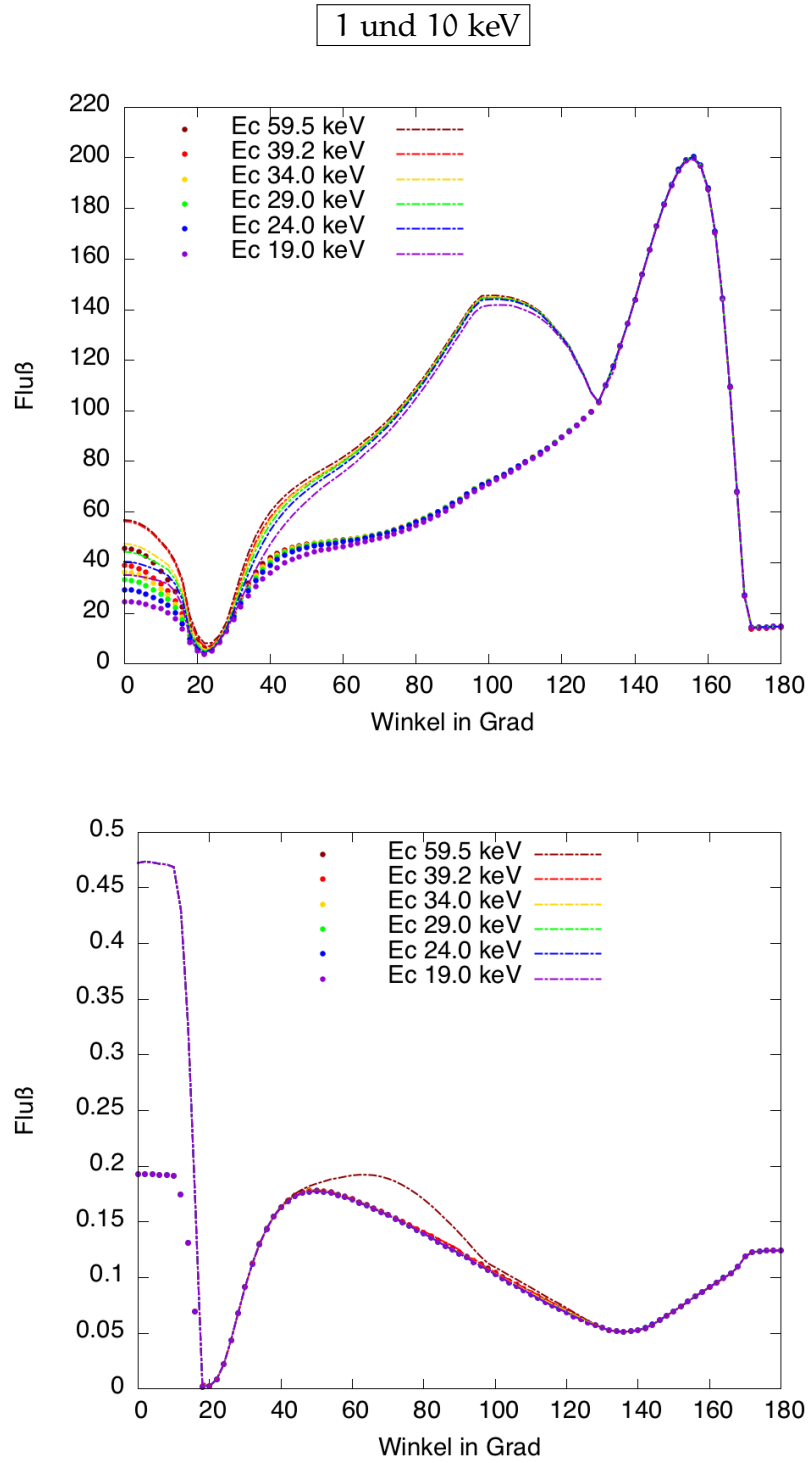


Abbildung 32: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Modell a (gepunktet): $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Modell c (gestrichelt): $kT_o = 3.58$ keV, $kT_i = 5.14$ keV, Zyklotronenergie E_C 59.5/39.2/34/29/24/19 keV, Photonenenergie 1 keV (Bild oben) und 10 keV (Bild unten), $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad

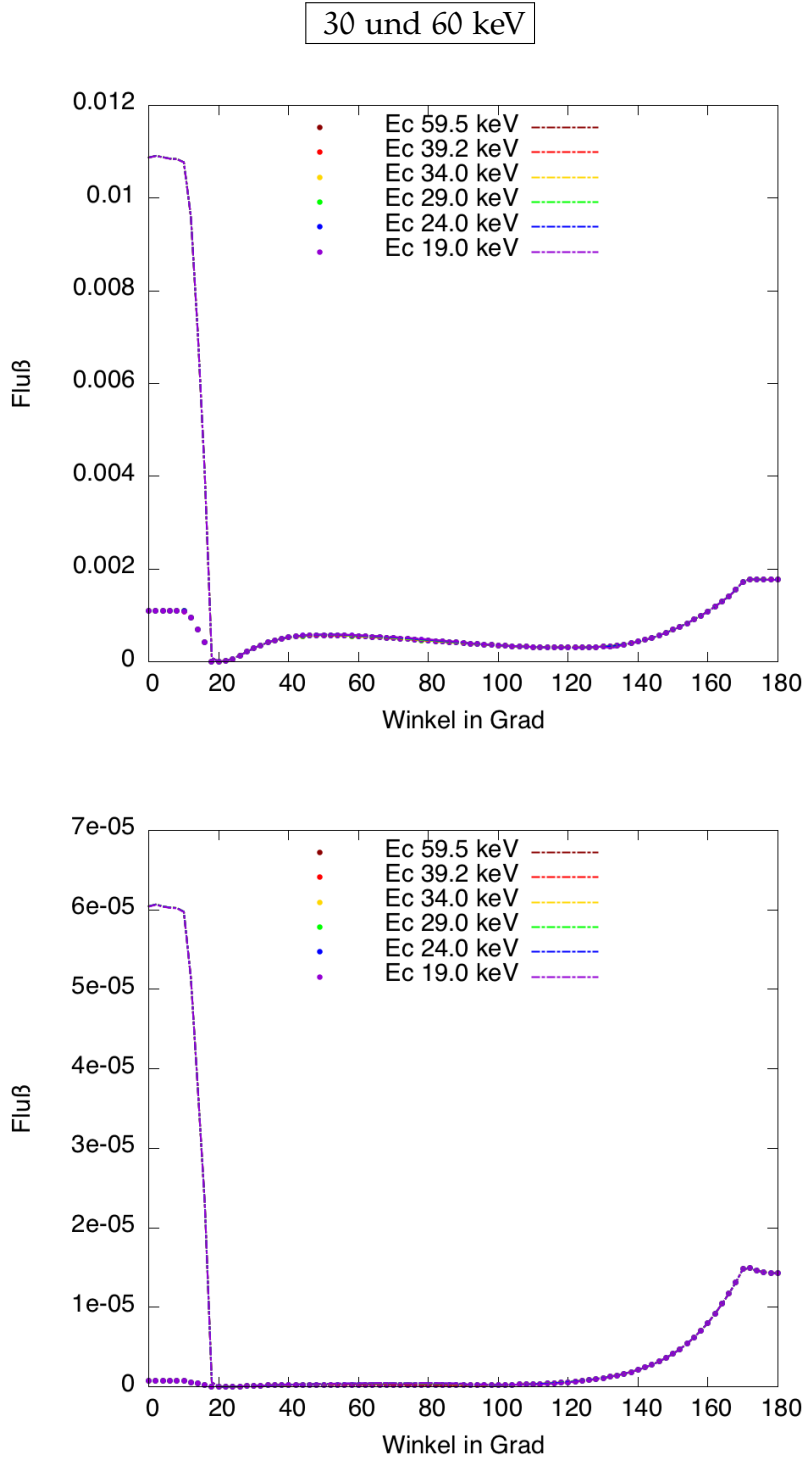


Abbildung 33: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohl säule mit folgenden Parametern: Modell a (gepunktet): $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Modell c (gestrichelt): $kT_o = 3.58$ keV, $kT_i = 5.14$ keV, Zyklotronenergie E_C 59.5/39.2/34/29/24/19 keV, Photonenenergie 30 keV (Bild oben) und 60 keV (Bild unten), $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad

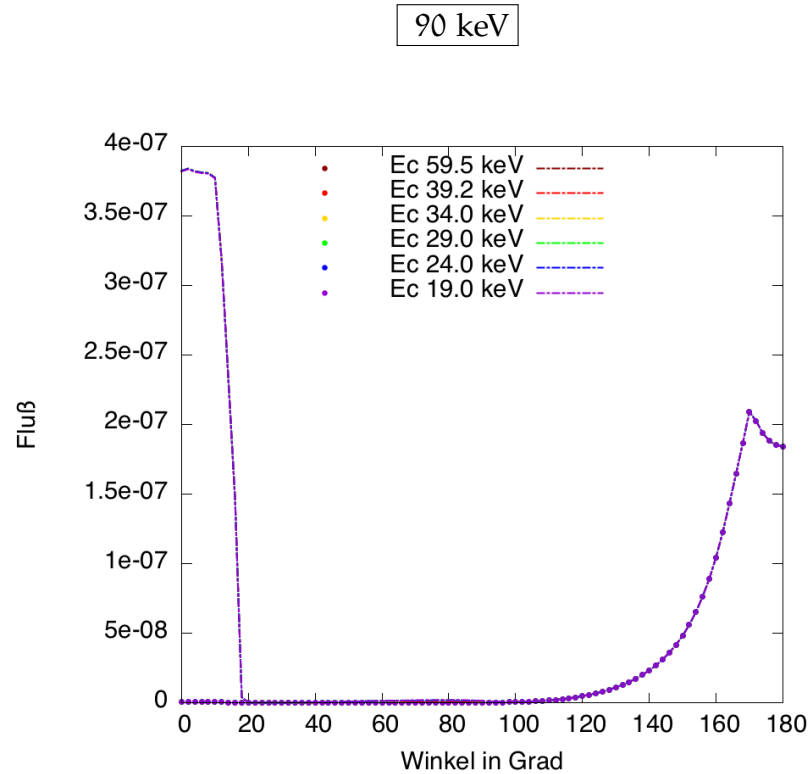


Abbildung 34: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Modell a (gepunktet): $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Modell c (gestrichelt): $kT_o = 3.58$ keV, $kT_i = 5.14$ keV, Zyklotronenergie E_C 59.5/39.2/34/29/24/19 keV, Photonenenergie 90 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad

Auf den ersten Blick fällt der Unterschied zwischen den beiden Modellen bei kleinen Photonenenergien (Abbildung 32) auf. Bei Modell a entspricht die Temperatur der Säulenwand außen der Temperatur der Innenwand. Bei der Photonenenergie 1 keV trägt die Strahlung der äußeren Säulenwand stark zur Gesamtstrahlung bei, während die Emission der Innenwand den Kurvenverlauf kaum merklich beeinflusst. Dieses Verhalten ändert sich, wenn die Temperatur der Säuleninnenwand erhöht wird, wie in Modell c. Hier gewinnt die emittierte Strahlung aus der Säuleninnenwand an Bedeutung. Der Gesamtkurvenverlauf wird nun stark von den Strahlungskomponenten Säule außen und Säule innen beeinflusst. Abbildung 35 verdeutlicht dies noch einmal. Auf dem linken Bild ist das Modell a (gleiche Temperaturen) und auf dem rechten Modell c (ungleiche Temperaturen) zu sehen.

Ein ähnliches Verhalten der Kurven, wenn auch nicht ganz so stark ausgeprägt, lässt sich bei 10 keV beobachten. Hier wird

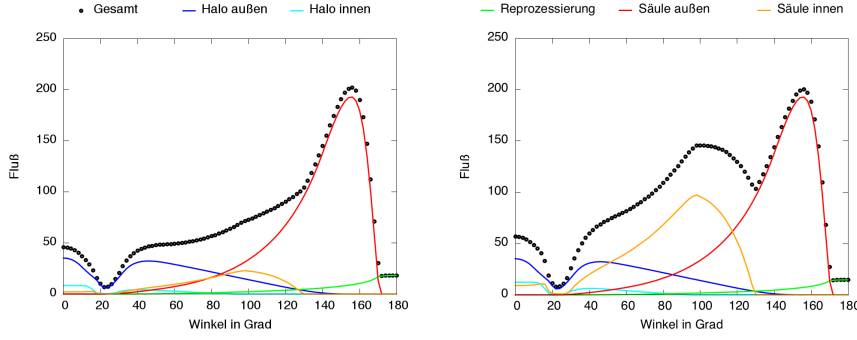


Abbildung 35: Darstellung der Gesamtstrahlung sowie ihrer Komponenten für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Temperatur: Modell a (Bild links): $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Modell c (Bild rechts): $kT_o = 3.58$ keV, $kT_i = 5.14$ keV, Photonenenergie 1 keV, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad

der Gesamtkurvenverlauf allerdings durch den Halo dominiert. Während in Modell a nur der Halo außerhalb der Akkretions-säule den Gesamtkurvenverlauf stark beeinflusst, so tragen in Modell c die Komponenten des Halo außerhalb und innerhalb der Säule zur Gesamtstrahlung bei. In Abbildung 36 wird dies veranschaulicht, wobei im linken Bild das Modell a (gleiche Temperaturen) und im rechten Bild Modell c (ungleiche Temperaturen) dargestellt sind.

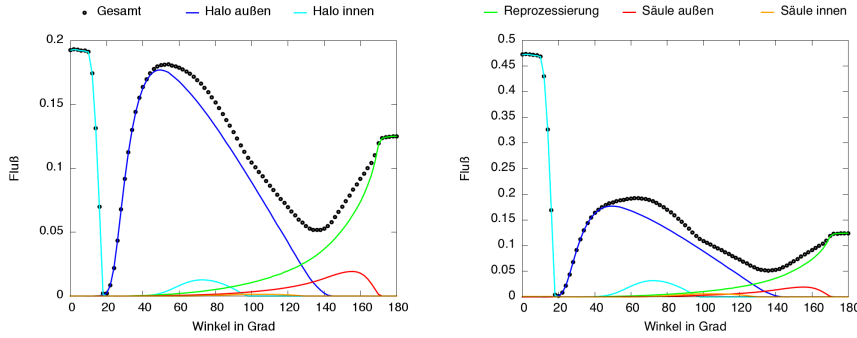


Abbildung 36: Darstellung der Gesamtstrahlung sowie ihrer Komponenten für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Temperatur: Modell a (Bild links): $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Modell c (Bild rechts): $kT_o = 3.58$ keV, $kT_i = 5.14$ keV, Photonenenergie 10 keV, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad

Eine weitere Tatsache, die sich aus dem Vergleich der Kurvenverläufe für verschiedene Zyklotronenergien ergibt, ist die Abnahme des Flusses des inneren Halo sowie der inneren Säulen-

wand in Abhängigkeit der Zyklotronenergie. Dies gilt sowohl für das Modell mit gleichen Temperaturen innen und außen (Modell a) als auch für das Modell c, das mit unterschiedlichen Temperaturen rechnet. Die normierten Darstellungen des Halo innen und der Säule innen (siehe Abbildung 37) bestätigen, dass der Verlauf der Kurven für beide Modelle temperaturunabhängig ist.

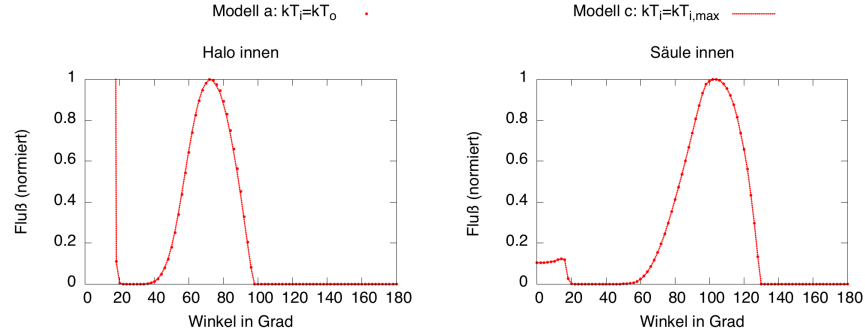


Abbildung 37: Darstellung der Strahlungskomponenten Halo innen und Säule innen für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Temperatur: Modell a (gepunktet): $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Modell c (gestrichelt): $kT_o = 3.58$ keV, $kT_i = 5.14$ keV, Photonenenergie 10 keV, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad

Schlussfolgernd kann man sagen, dass die beobachtete Abnahme des Flusses bei den Strahlungskomponenten Säule innen und Halo innen in der zunehmenden Opazität des Strahlungsstroms ihre Ursache findet. Dies ist ein deutlicher Hinweis auf die resonante Streuung im Akkretionsstrom und soll im nächsten Abschnitt ausführlicher untersucht werden.

5.2.2 Nähere Untersuchung der Strahlungskomponenten Halo innen und Säule innen

Betrachtet man die Komponenten Halo innen und Säule innen gesondert und stellt diese in einem Diagramm in Abhängigkeit der Zyklotronenergie dar, so wird die in Abschnitt 5.2.1 gemachte Schlussfolgerung nochmals bestätigt. Die Abbildungen 38 bis 42 zeigen jeweils den Kurvenverlauf der Strahlungskomponenten des inneren Halo (Bild oben) und der inneren Säule (Bild unten). In jedem Diagramm wurde die Photonenenergie festgehalten und die Zyklotronenergie variiert. Zum Vergleich wurden beide Temperaturmodelle (a und c) dargestellt.

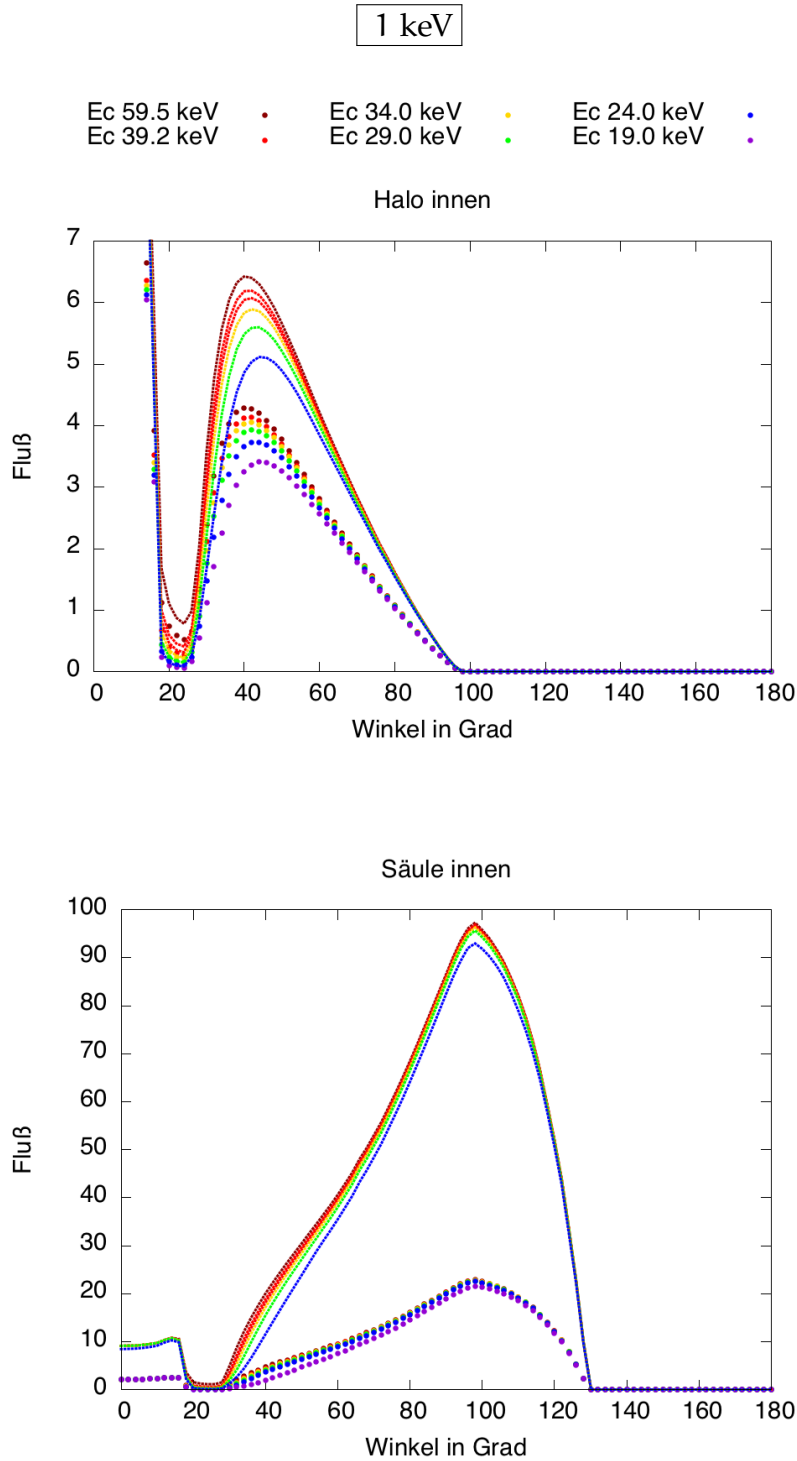


Abbildung 38: Darstellung der Strahlungskomponenten Halo innen (Bild oben) und Säule innen (Bild unten) für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Zyklotronenergie E_C 59.5/39.2/34/29/24/19 keV, Photonenenergie 1 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur: Modell a (gepunktet): $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Modell c (gestrichelt): $kT_o = 3.58$ keV, $kT_i = 5.14$ keV

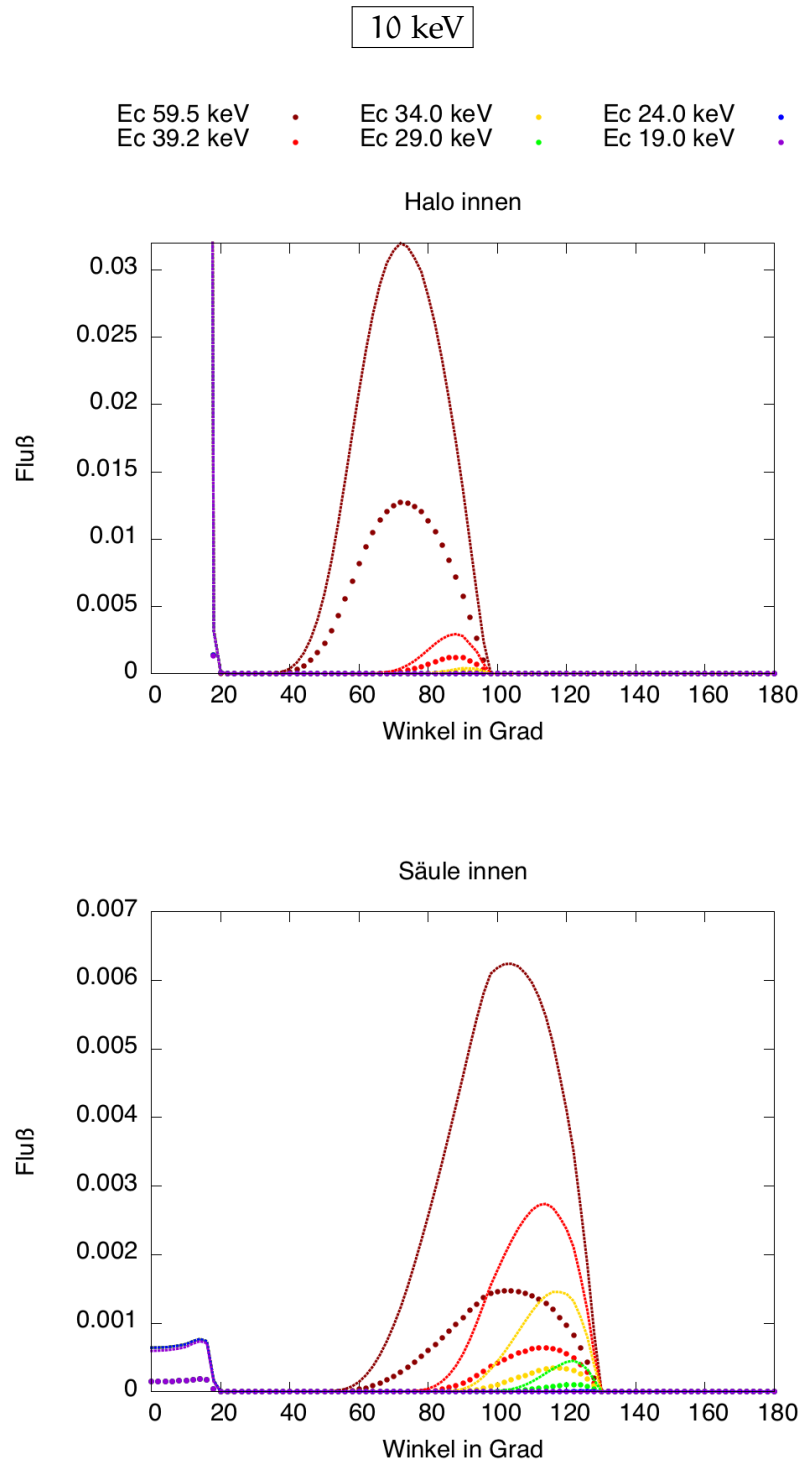


Abbildung 39: Darstellung der Strahlungskomponenten Halo innen (Bild oben) und Säule innen (Bild unten) für eine Hohl-säule mit folgenden Parametern: Zyklotronenergie E_C 59.5/39.2/34/29/24/19 keV, Photonenenergie 10 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur: Modell a (gepunktet): $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Modell c (gestrichelt): $kT_o = 3.58$ keV, $kT_i = 5.14$ keV

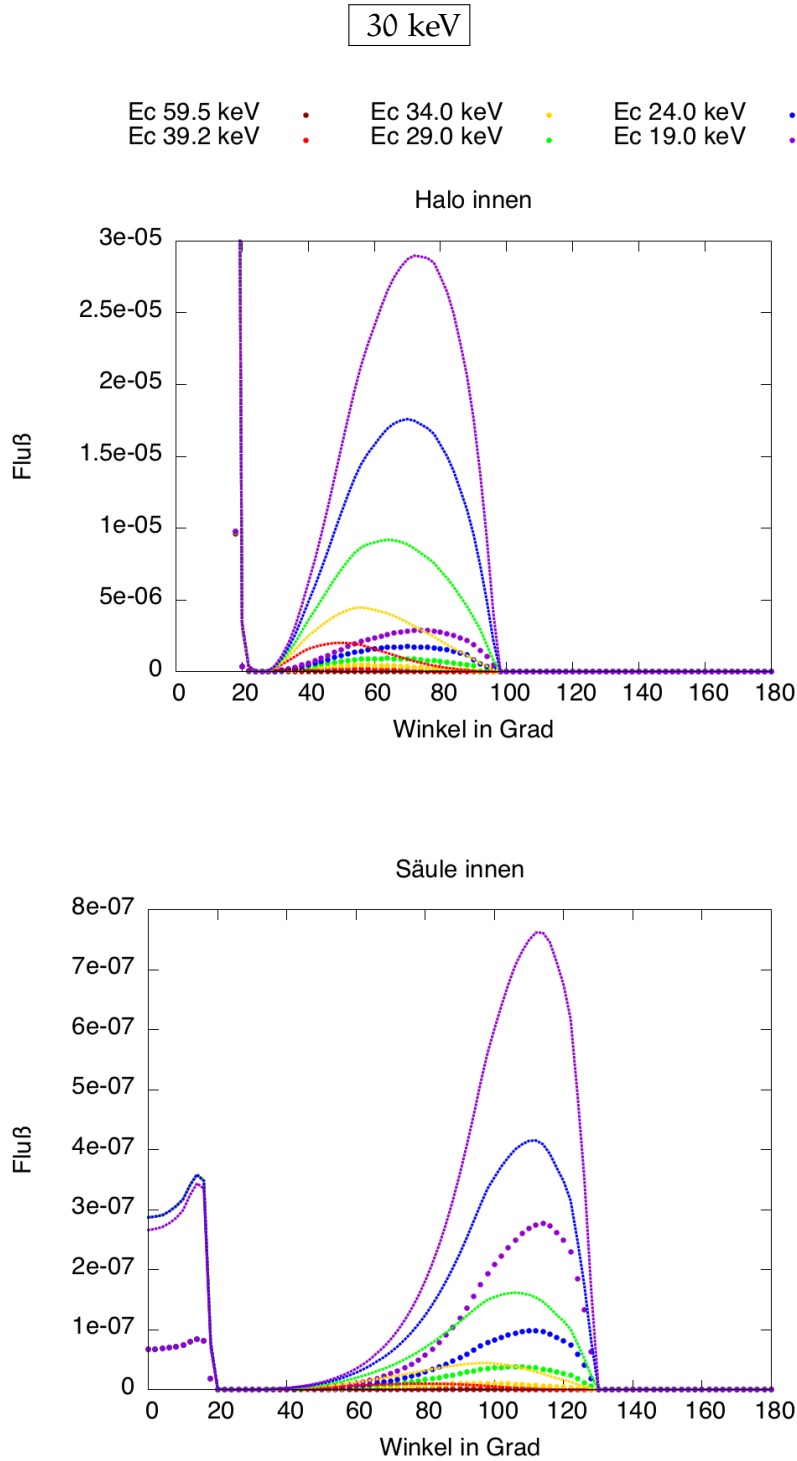


Abbildung 40: Darstellung der Strahlungskomponenten Halo innen (Bild oben) und Säule innen (Bild unten) für eine Hohl-säule mit folgenden Parametern: Zyklotronenergie E_C 59.5/39.2/34/29/24/19 keV, Photonenenergie 30 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur: Modell a (gepunktet): $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Modell c (gestrichelt): $kT_o = 3.58$ keV, $kT_i = 5.14$ keV

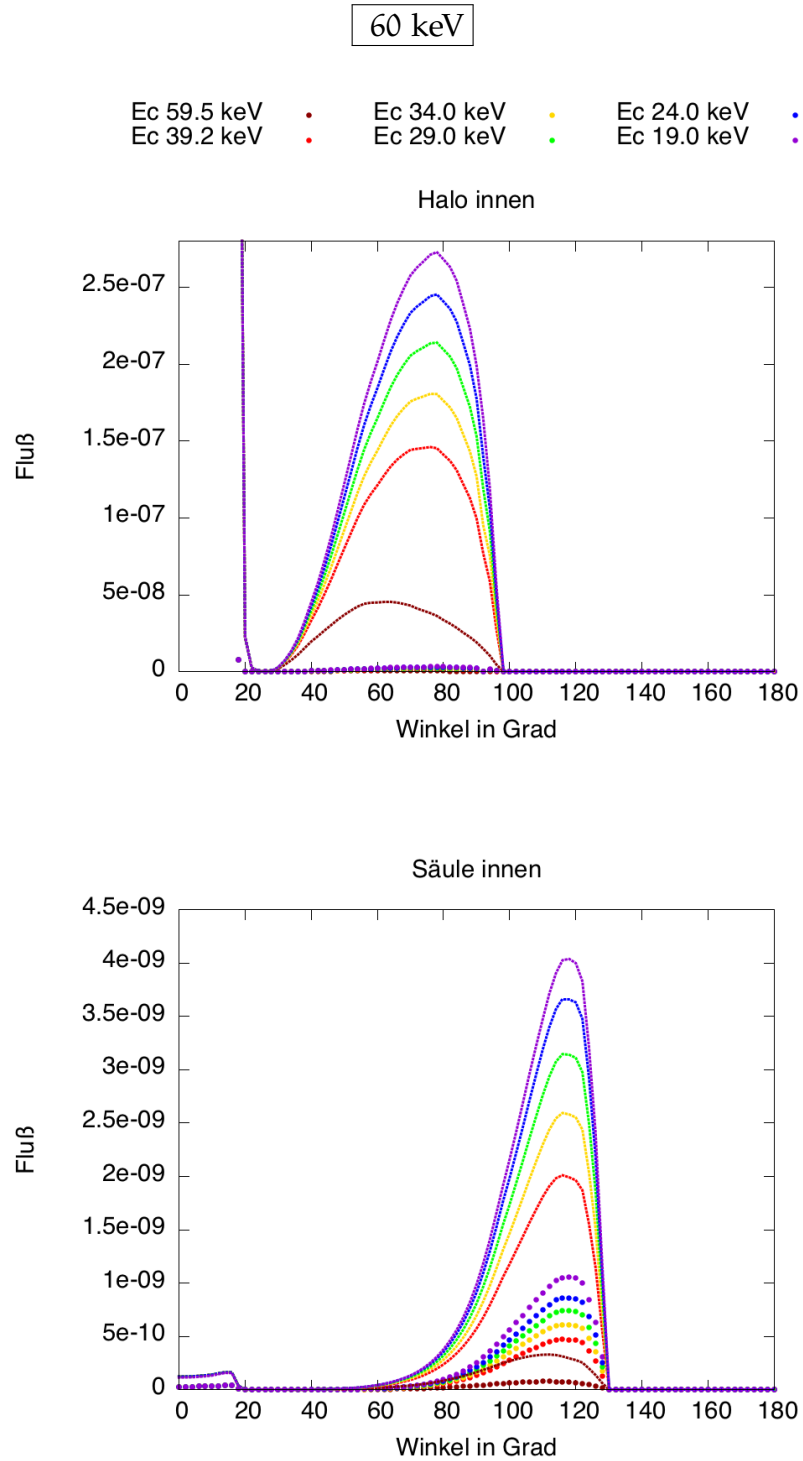


Abbildung 41: Darstellung der Strahlungskomponenten Halo innen (Bild oben) und Säule innen (Bild unten) für eine Hohl-säule mit folgenden Parametern: Zyklotronenergie E_C 59.5/39.2/34/29/24/19 keV, Photonenenergie 60 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur: Modell a (gepunktet): $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Modell c (gestrichelt): $kT_o = 3.58$ keV, $kT_i = 5.14$ keV

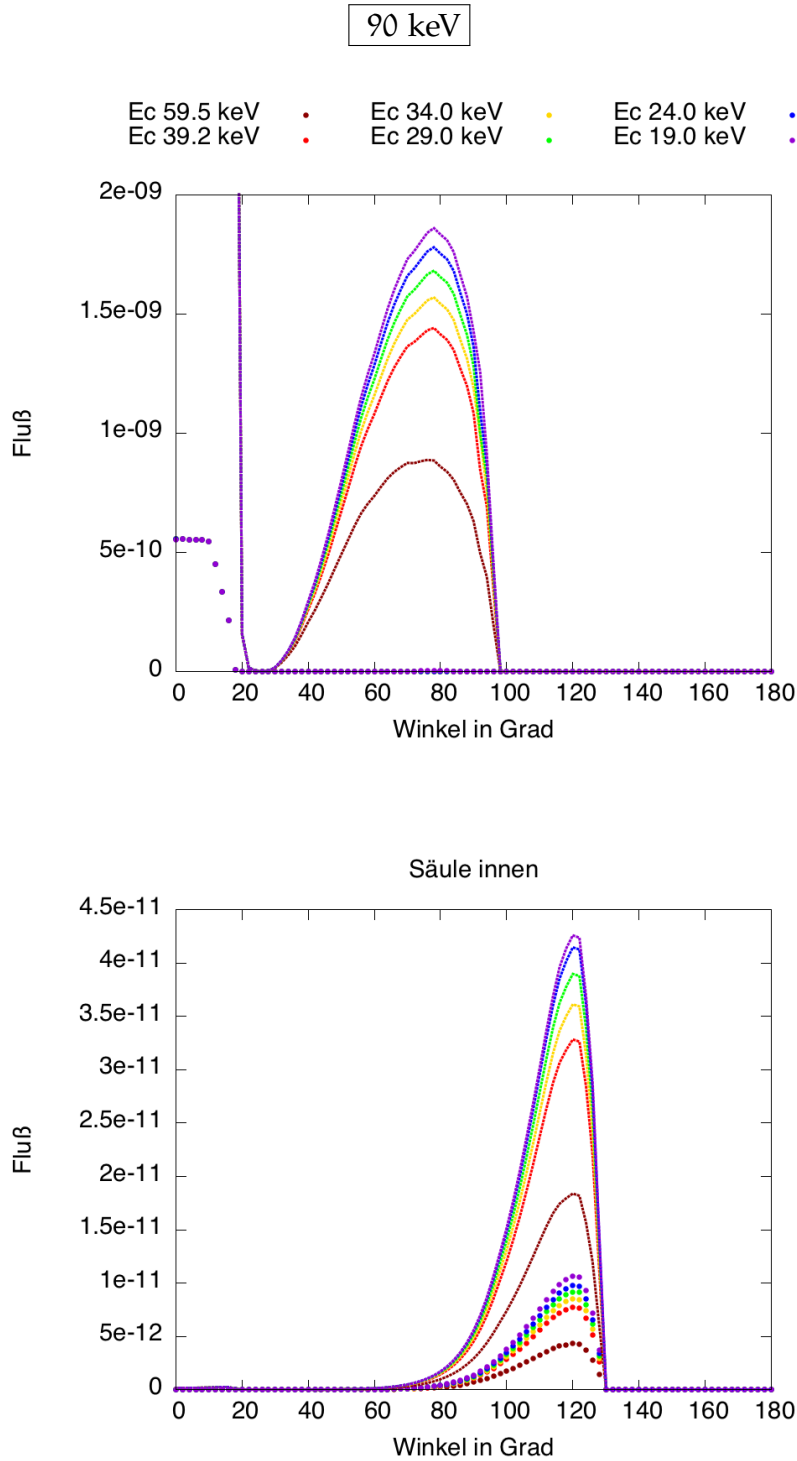


Abbildung 42: Darstellung der Strahlungskomponenten Halo innen (Bild oben) und Säule innen (Bild unten) für eine Hohl-säule mit folgenden Parametern: Zyklotronenergie E_C 59.5/39.2/34/29/24/19 keV, Photonenenergie 90 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur: Modell a (gepunktet): $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Modell c (gestrichelt): $kT_o = 3.58$ keV, $kT_i = 5.14$ keV

Bei allen Photonenenergien ist die Auffächerung der Kurven gut zu erkennen. Bei kleinen Energien (1 und 10 keV) nimmt der Fluß mit fallender Zyklotronenergie ab, so wie es bereits im vorherigen Abschnitt festgestellt wurde. Dieses Verhalten gilt sowohl für beide hier zu untersuchenden Komponenten als auch für beide Temperaturmodelle. Bei 10 keV ändert sich nichts an der Reihenfolge der Kurven, hier nimmt lediglich der Fluß schneller ab. Ein anderes Ergebnis liefern die Strahlungscharakteristiken für die Photonenenergien 30 bis 90 keV. Hier kann eine Umkehrung der Reihenfolge in einem Winkelbereich von 20 bis 100 Grad beobachtet werden, das heißt, der Fluß nimmt mit steigender Zyklotronenergie ab.

Eine Erklärung für diese Beobachtung liefert, wie oben bereits angesprochen, die resonante Streuung. Berücksichtigt man, dass sich das Plasma mit ca. 65 Prozent der Lichtgeschwindigkeit in einer Höhe von einem halben Kilometer über der Neutronensternoberfläche bewegt, so muss die Photonenenergie in das Bezugssystem des Plasmas bzw. die Zyklotronenergie in das Ruhesystem des Neutronensterns umgerechnet werden. Sind beide Energien gleich groß oder liegen sehr nah beieinander (betrachtet im gleichen Bezugssystem), ist die Streuung der Photonen maximal und die Akkretionssäule wird undurchsichtig. Bezieht man diese Überlegung auf die hier erhaltenen Ergebnisse, so lässt sich folgern, dass die Kurve mit dem geringsten Fluß die vergleichsweise höchste Opazität aufweist.

Um die Umkehrung der Kurvenreihenfolge eingehender zu untersuchen, wird die Zyklotronenergie, zum Beispiel 59.5 keV, festgehalten und die Energie in einem Bereich zwischen 1 und 35 keV variiert.

Gewählt werden hier das Temperaturmodell c sowie eine Hohl säule der Breite 0.15 rad und der Wanddicke 0.06 rad. Zur besseren Übersicht werden die Ergebnisse in zwei Bereiche aufgeteilt: das obere Bild aus Abbildung 43 beinhaltet den Energiebereich 1 - 20 keV, während im unteren Bild der Energiebereich 20 - 35 keV zu sehen ist.

Bewegt man sich also um den Neutronenstern, wobei man bei 0 Grad direkt in die Akkretionssäule "hineinschaut", so würde man zunächst bei allen Photonenenergien die emittierte Strahlung aus der Säuleninnenwand beobachten können.

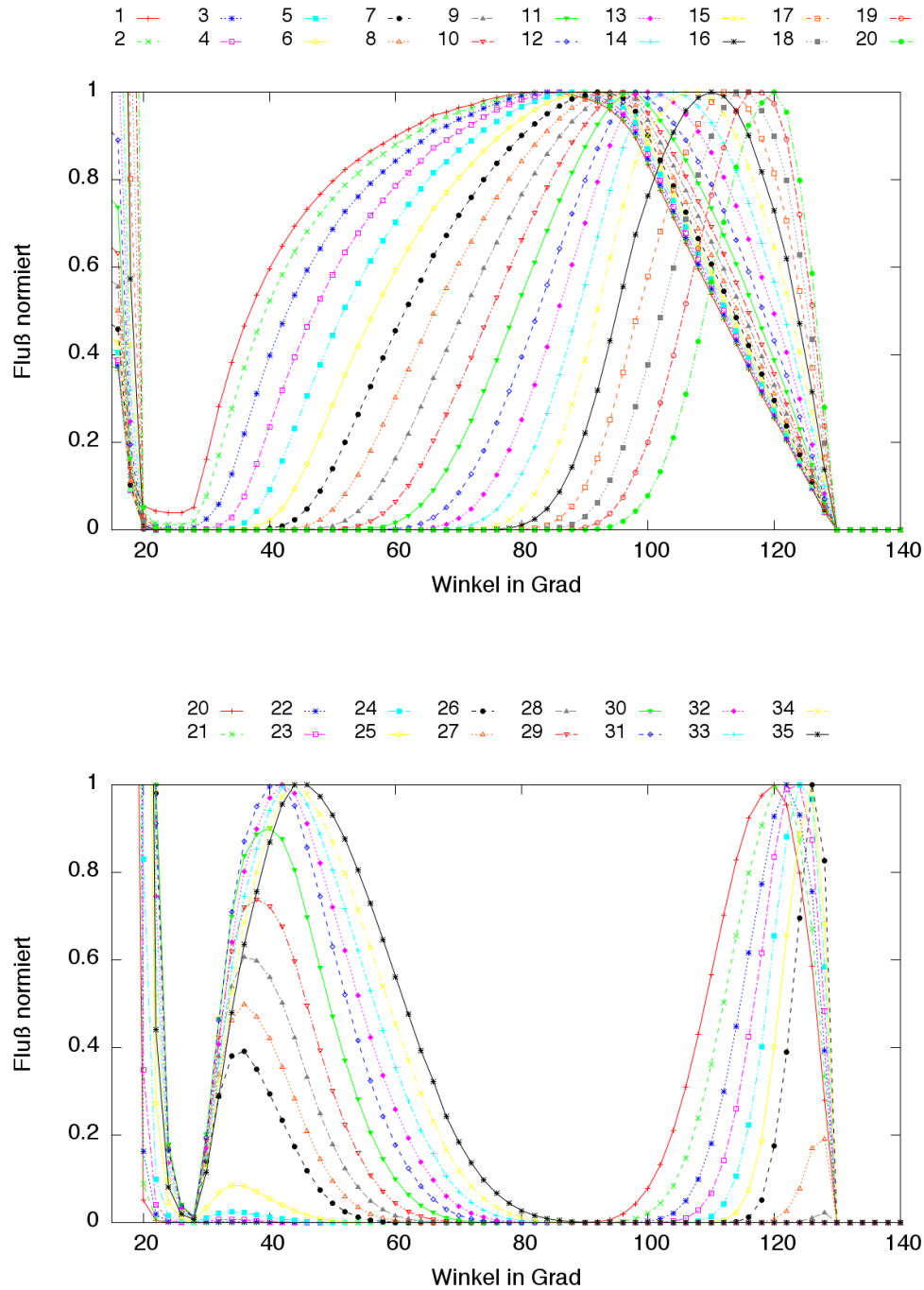


Abbildung 43: Darstellung der Strahlungskomponente Säule innen für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Photonenenergie 1 - 20 keV (Bild oben), Photonenenergie 20 - 35 keV (Bild unten), Temperatur $kT_o = 3.58$ keV, $kT_i = 5.14$ keV, Zyklotronenergie $E_C = 59.5$ keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad

Bei den Energien zwischen 1 und 22 keV wandert das Kurvenmaximum mit steigender Photonenenergie zu den größeren

Winkeln. Während also die Akkretionssäule bei 1 keV nur in einem Winkelbereich zwischen 20 und 30 Grad undurchsichtig ist (Sicht von schräg oben), ist sie es bei 22 keV bereits in einem Winkelbereich von 20 bis 100 Grad. Das heißt, bei 22 keV kann man nur bei großen Winkeln (Sicht von schräg unten) durch die Säulenwand blicken. Steigt die Photonenenergie weiter, so bewegt sich der undurchsichtige Bereich, das Gebiet der resonanten Streuung, zunächst in den mittleren Winkelbereich und ab 28 keV zu den großen Winkeln. Zusammenfassend lässt sich damit erklären, dass mit steigender Photonenenergie die Höhe des Resonanzbereichs abnimmt. Während sich bei kleinen Energien die Resonanz noch im oberen Bereich des Akkretionsstroms befindet, wird bei größeren Energien die Säule knapp oberhalb der Sternoberfläche undurchsichtig.

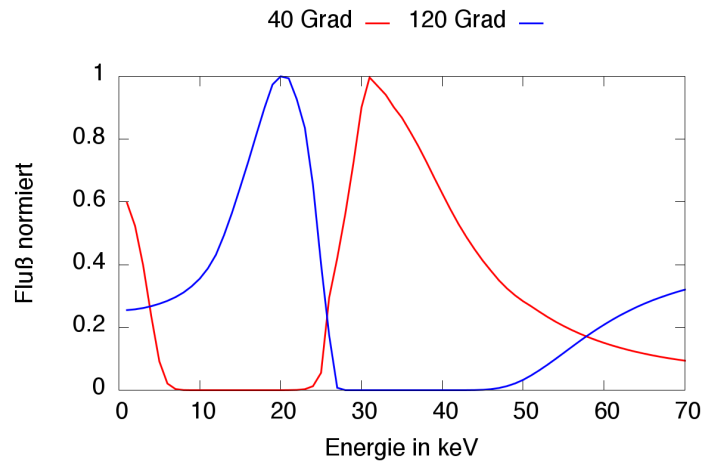


Abbildung 44: Darstellung der Strahlungskomponente Säule innen für eine Hohlssäule mit folgenden Parametern: Temperatur $kT_o = 3.58$ keV, $kT_i = 5.14$ keV, Zyklotronenergie $E_C = 59.5$ keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad

Die Darstellungen (Abbildung 44 und 45) sollen diesen Sachverhalt nochmals kurz verdeutlichen.

Im Diagramm in Abbildung 44 wurde die Photonenenergie gegen den normierten Fluß aufgetragen. Die rote Kurve zeigt den Verlauf für einen Winkel von 40 Grad, während die blaue Kurve 120 Grad darstellt. Betrachtet man beispielsweise die Photonenenergie 15 keV, so müsste nach dem Verlauf der roten Kurve (40 Grad) die Akkretionssäule undurchsichtig sein. Dieses Ergebnis findet auch eine visuelle Bestätigung in Form einer Momentaufnahme. Das linke Bild in Abbildung 45 zeigt

einen akkretierenden Neutronenstern für die Photonenenergie von 15 keV und einen Winkel von 40 Grad. Gut zu sehen ist, dass beim Blick in bzw. durch die Akkretionssäule diese undurchsichtig ist. Für den Kurvenverlauf bei einem Winkel von 120 Grad (blaue Kurve), müsste die Akkretionssäule teilweise durchsichtig sein. Dies wird ebenfalls durch eine Momentaufnahme bestätigt (siehe rechtes Bild aus Abbildung 45). Hier ist der durchsichtige Bereich knapp oberhalb der Sternoberfläche. Um dies besser zu sehen, wurde dieser Bereich vergrößert im rechten Bild der Abbildung 45 dargestellt.

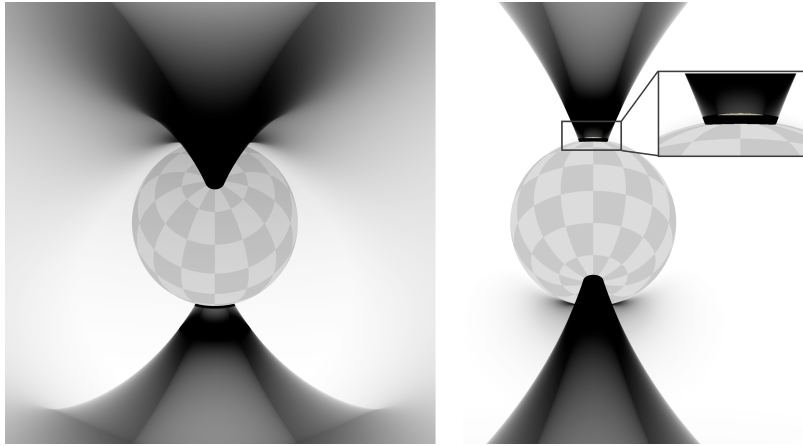


Abbildung 45: Bild links: Winkel 40 Grad, Bild rechts: Winkel 120 Grad, Photonenenergie 15 keV, Temperatur $kT_o = 3.58$ keV, $kT_i = 5.14$ keV, Zyklotronenergie $E_C = 59.5$ keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad

5.3 HÖHE DES RESONANZBEREICHS IN DER AKKRETIONSSÄULE

Die Diagramme aus den Abschnitten 5.2.1 und 5.2.2 bestätigen die in 5.1.2 angestellte Überlegung über die Lage des Resonanzbereichs in den Emissionscharakteristiken. Im nächsten Schritt wird die genauere Höhe dieses Bereichs in der Akkretionssäule bestimmt. Dies soll zunächst theoretisch ausgeführt (siehe 5.3.1) und anschließend durch die in der Simulation erzeugten Bilder bestätigt werden (siehe 5.3.2).

5.3.1 Theoretische Bestimmung der Höhe

Ein Photon wird resonant gestreut, wenn im Bezugssystem des Elektrons seine Energie der lokalen Zyklotronenergie entspricht.

5.3.1.1 Bestimmung der Energie des Photons $E_{\text{phot}}(r)$ in Höhe r

Hat ein Photon auf Höhe der Neutronensternoberfläche eine Energie

$$E_{\text{phot}}(r_n) = \frac{E_{\text{phot}}(r_\infty)}{\sqrt{1 - \frac{r_s}{r_n}}}$$

gerechnet analog zu Gleichung 4.17 mit $E_{\text{phot}}(r_\infty)$ als Energie beim entfernten Beobachter, so hat dieser in Höhe r eine Energie von

$$E_{\text{phot}}(r) = \frac{E_{\text{phot}}(r_\infty)}{\sqrt{1 - \frac{r_s}{r}}}$$

beziehungsweise in Abhängigkeit der Höhe r_n

$$E_{\text{phot}}(r) = E_{\text{phot}}(r_n) \frac{\sqrt{1 - \frac{r_s}{r_n}}}{\sqrt{1 - \frac{r_s}{r}}}$$

Transformiert man die Photonenenergie E_{phot} in das Bezugssystem des Elektrons im Akkretionsstrom, so muss diese um den Faktor

$$E_{\text{phot}}(r) = E_{\text{phot}}(r) \frac{1 - \sqrt{\frac{r_s}{r}} \cos(\alpha)}{\sqrt{1 - \frac{r_s}{r}}}$$

korrigiert werden, wobei $\sqrt{\frac{r_s}{r}} = \beta$ die Freifallgeschwindigkeit und α der Winkel zwischen der Bewegungsrichtung des Elektrons und der Emissionsrichtung des Photons ist (siehe auch die Skizze in der rechten oberen Ecke in Abbildung 46). Für die Photonenenergie $E_{\text{phot}}(r)$ in Höhe r im Plasmasystem erhält man schließlich

$$E_{\text{phot}}(r) = E_{\text{phot}}(r_n) \frac{\sqrt{1 - \frac{r_s}{r_n}} \left(1 - \sqrt{\frac{r_s}{r}} \cos(\alpha)\right)}{1 - \frac{r_s}{r}} \quad (5.7)$$

5.3.1.2 Bestimmung der Zyklotronenergie des Elektrons $E_C(r)$ in Höhe r

Zur Bestimmung der Zyklotronenergie $E_C(r)$ in Höhe r im Bezugssystem des Neutronensterns, muss berücksichtigt werden, dass das Magnetfeld mit zunehmender Höhe abnimmt. Für die Zyklotronenergie auf Höhe der Neutronensternoberfläche erhält man analog zu 5.5

$$E_C(r_n) = B(r_n) \frac{\hbar e}{m_e}$$

sowie für die Zyklotronenergie in Höhe r

$$E_C(r) = B(r) \frac{\hbar e}{m_e}$$

Für die Zyklotronenergie in Höhe r in Abhängigkeit von r_n erhält man schließlich

$$E_C(r) = E_C(r_n) \frac{B(r)}{B(r_n)} \quad (5.8)$$

Aus dem in Abschnitt 4.1 definierten Vektor $\vec{B}(r) = (B^r(r), B^\vartheta(r), B^\varphi(r))$ für das Magnetfeld des Neutronensterns ergibt sich der Betrag $B(r) = \sqrt{B^r(r)^2 + B^\vartheta(r)^2 + B^\varphi(r)^2}$ und somit das Verhältnis der Magnetfeldstärken in Höhe r zu jenen auf der Neutronensternoberfläche: $B(r)/B(r_n)$.

Ist also die Bedingung

$$E_{\text{phot}}(r) = E_C(r) \quad (5.9)$$

erfüllt, so werden die Photonen in Höhe r resonant gestreut und die Akkretionssäule undurchsichtig. Zur Bestimmung der Höhe kann die Gleichung 5.9 entsprechend nach r aufgelöst werden, wobei sich eine winkelabhängige Funktion als Lösung ergibt. Eine elegantere Lösung wäre die graphische Bestimmung der Höhe, indem der Schnittpunkt der beiden Funktionen $E_C(r)$ und $E_{\text{phot}}(r)$ gesucht wird. Die Lage dieses Schnittpunkts ist ebenfalls abhängig vom Winkel α .

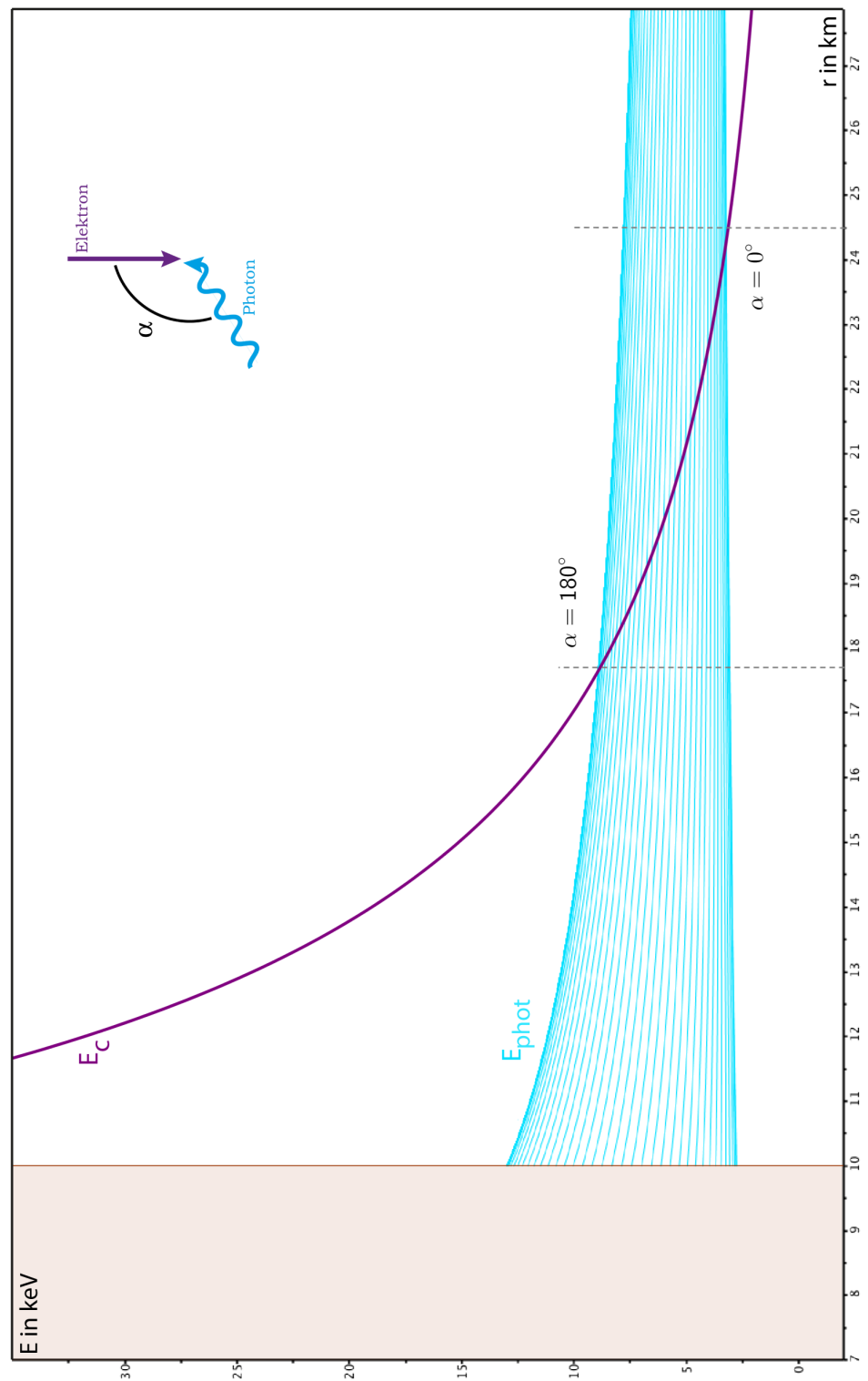


Abbildung 46: Bestimmung der Radialkoordinate r in Abhängigkeit des Blickwinkels α für folgende Einstellungen:
 $E_{\text{phot}} = 6 \text{ keV}$ (türkis), $E_C = 59.5 \text{ keV}$ (lila),
 Winkelbereich: $0^\circ < \alpha < 180^\circ$

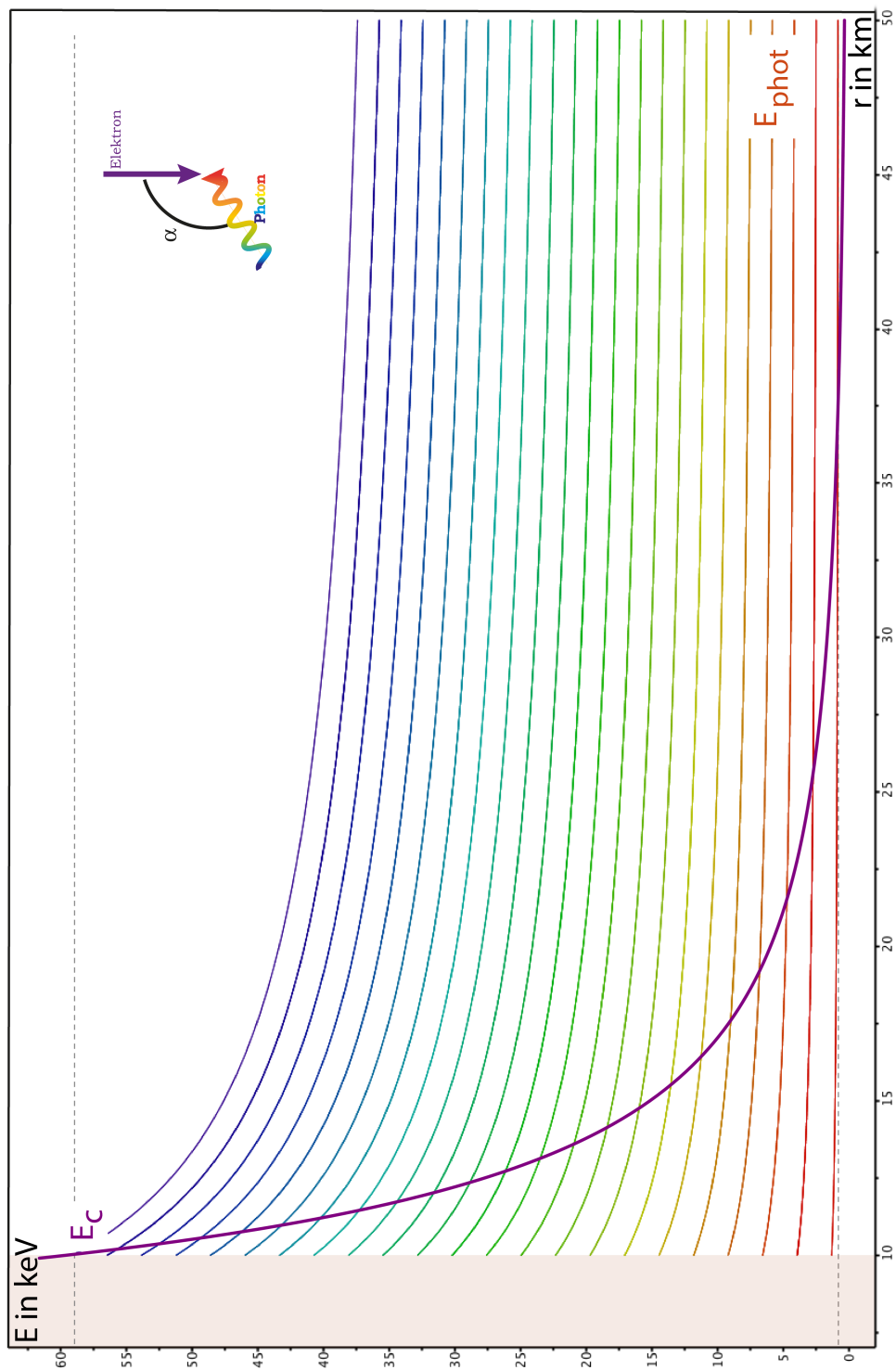


Abbildung 47: Bestimmung der Radialkoordinate r in Abhängigkeit der Energie E_{phot} für folgende Einstellungen:

$E_C = 59.5$ keV (lila),

$\alpha = 90^\circ$, 1 keV (rot) $\leq E_{\text{phot}} \leq 45$ keV (blau-violett)

Die Abbildungen 46 und 47 zeigen die Photonenenergie E_{phot} und Zyklotronenergie E_C , aufgetragen in Abhängigkeit der Höhe, wobei auf der Abszisse die Radialkoordinate r in km und auf der Ordinate die Energien in keV aufgetragen sind. Der links farblich markierte Bereich soll die Oberfläche des Neutronensterns andeuten.

Aus Abbildung 46 lässt sich somit folgendes herauslesen: haben die Photonen eine Energie von $E_{\text{phot}} = 6$ keV und liegt die Zyklotronenergie bei $E_C = 59.5$ keV, gemessen jeweils im Bezugssystem des Neutronensterns, und bewegen sich diese unter einem Winkel α , der zwischen 0 Grad und 180 Grad liegt, so werden sie in einem Höhenbereich von 7.7 km bis 14.5 km oberhalb der Neutronensternoberfläche resonant gestreut.

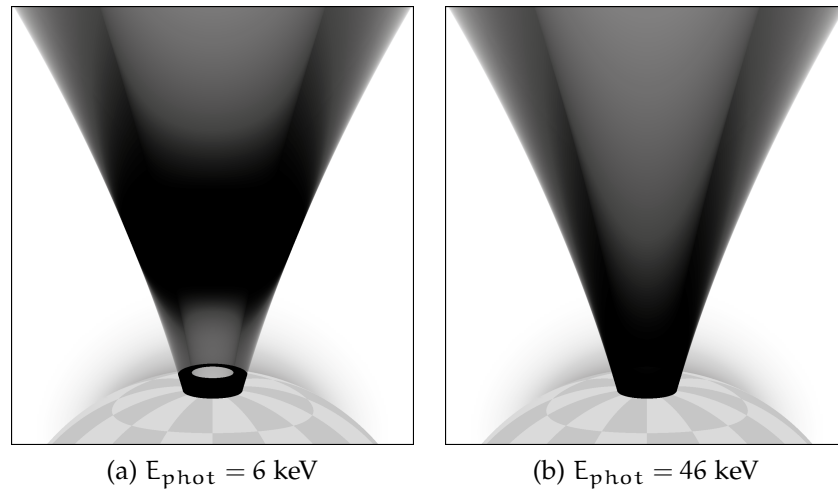


Abbildung 48: Vergleich der Höhe des Resonanzbereichs für Photonenenergien $E_{\text{phot}} = 6$ keV und $E_{\text{phot}} = 46$ keV. Es wurde eine Hohlsäule mit dem Öffnungswinkel von 0.15 rad (außen) und 0.09 rad (innen), sowie einer Zyklotronenergie von $E_C = 59.5$ keV gerechnet

Die Höhe des Resonanzbereichs hängt nicht nur vom Winkel α ab. Die Photonenenergie E_{phot} und auch die Zyklotronenergie E_C beeinflussen ebenfalls die Lage der resonanten Streuung. So wurde in Abbildung 47 die Photonenenergie variiert, während der Winkel α bei 90 Grad und die Zyklotronenergie bei $E_C(r_n) = 59.5$ keV festgehalten wurden.

Man erkennt, dass mit steigender Energie (von rot nach blau) die Höhe, in der Photonen resonant sind, sinkt. Während für $E_{\text{phot}} = 6$ keV der Bereich, wie oben angesprochen, zwischen 7.7 km und 14.5 km liegt, ist für eine Energie von 46 keV kein Resonanzbereich mehr beobachtbar. Diese theoretische Beobachtung wird durch die in der Simulation gemachten Momentaufnahmen bestätigt (siehe Abbildung 48). Zur besseren Übersicht wurde nur der Bereich der Säule innen leuchtend dargestellt.

Bei größer werdender Radialkoordinate r fallen die Energien in Abhängigkeit von α verschieden schnell ab. Das bedeutet, je größer der Winkel α bei gleichbleibender Photonen- und Zyklotronenergie, desto kleiner die Radialkoordinate, bei der die Resonanz beobachtet werden kann. Das gleiche gilt auch für die Energie: je größer die Photonenenergie, bei gleichem α und E_C , desto kleiner ist r . Bei der Zyklotronenergie verhält es sich umgekehrt, hier fällt r mit fallender Zyklotronenergie (siehe Abbildungen 49 und 50).

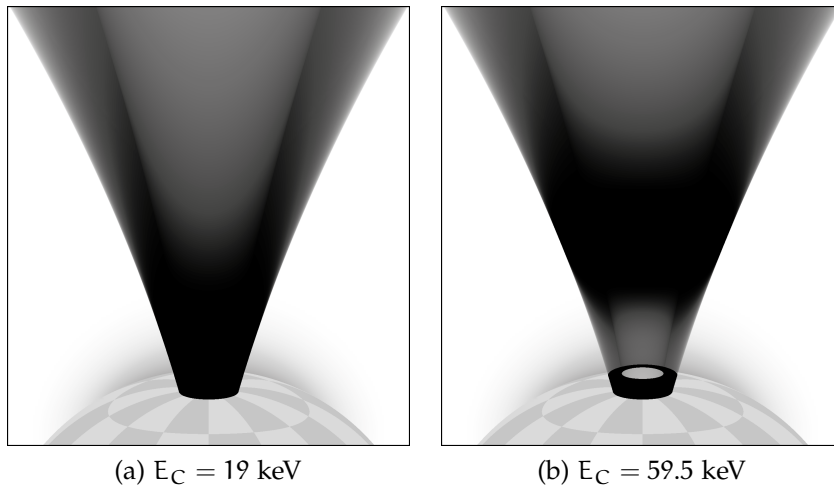


Abbildung 49: Vergleich der Höhe des Resonanzbereichs für Zyklotronenergien $E_C = 19$ keV und $E_C = 59.5$ keV. Es wurde eine Hohlsäule mit dem Öffnungswinkel von 0.15 rad (außen) und 0.09 rad (innen) sowie einer Photonenenergie von $E_{\text{phot}} = 6$ keV gerechnet

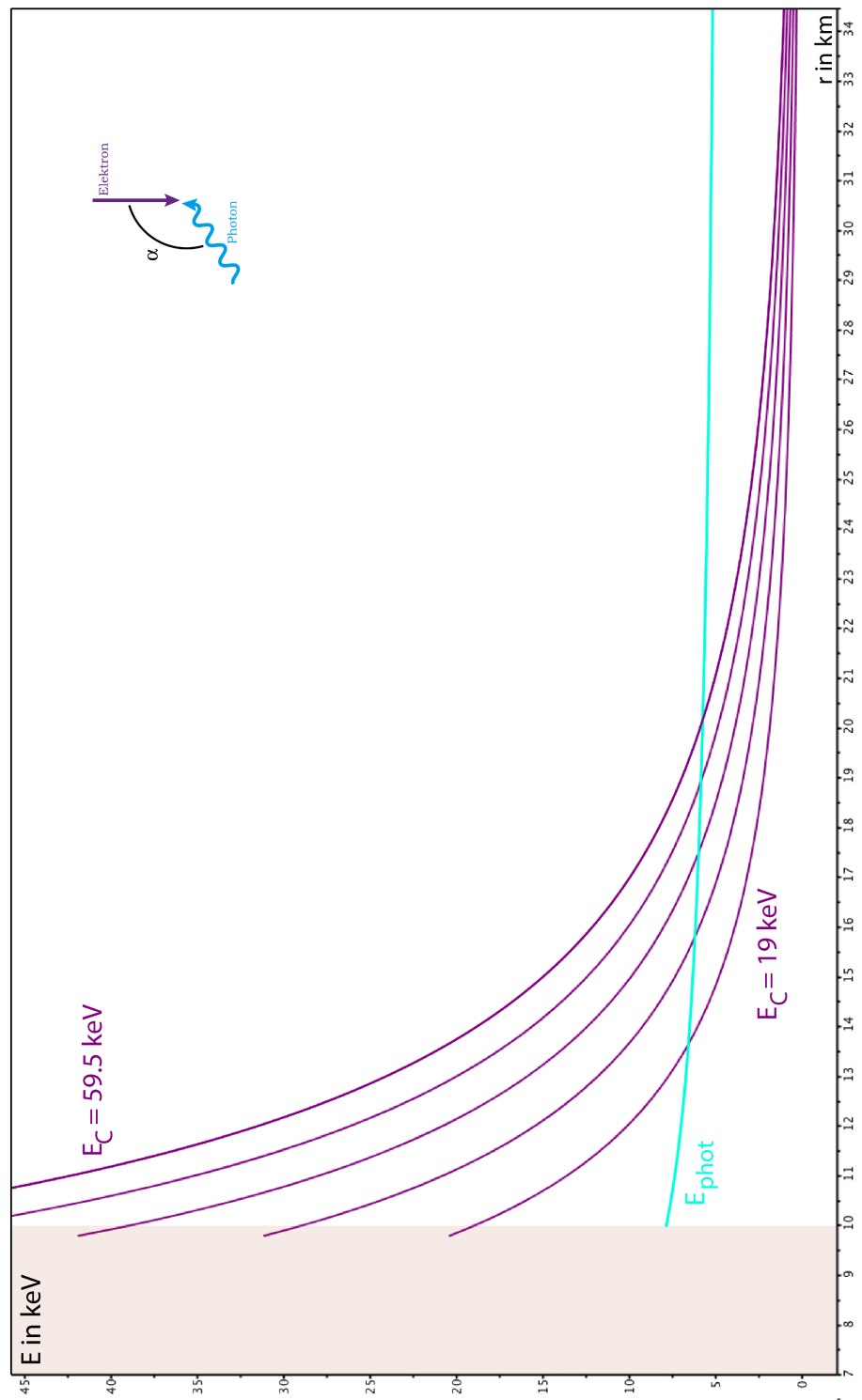
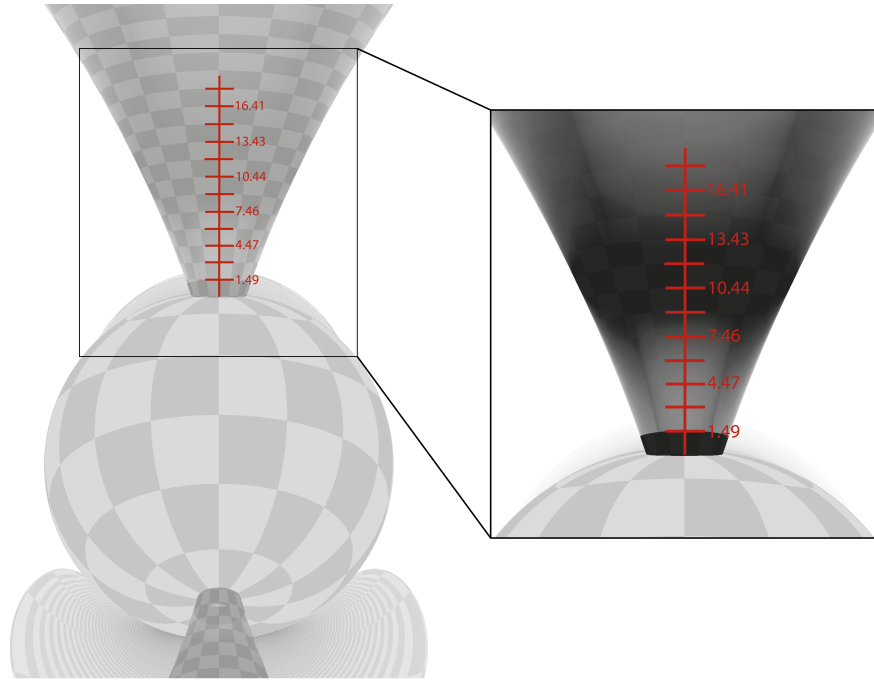


Abbildung 50: Bestimmung der Radialkoordinate r in Abhängigkeit der Zyklotronenergie E_C für folgende Einstellungen:
 $\alpha = 90^\circ$, $E_{\text{phot}} = 6$ keV (türkis)

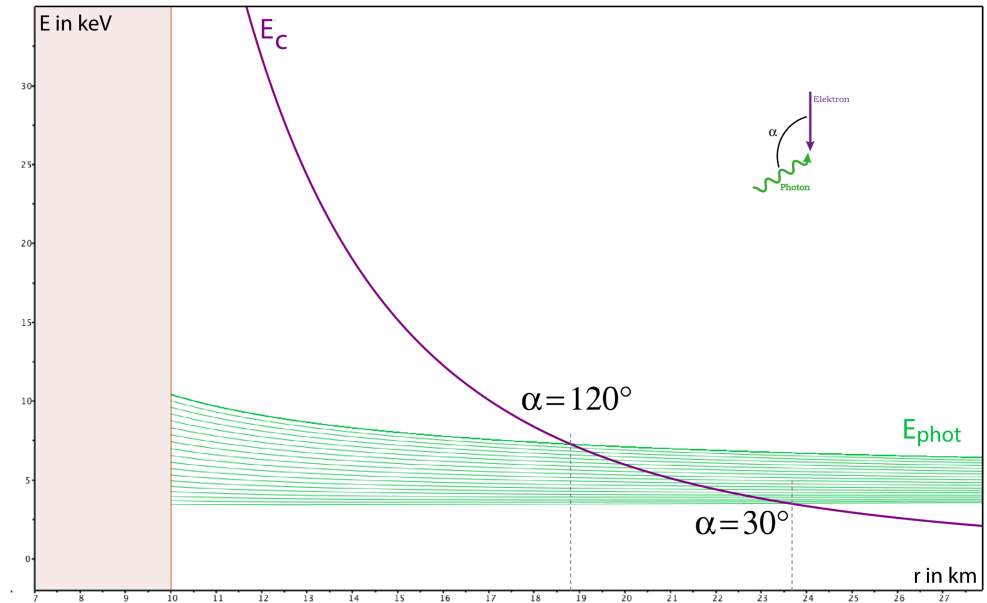
5.3.2 Bestimmung der Höhe aus den simulierten Bildern

Als Zwischenschritt zur Berechnung des Flusses werden in dieser Arbeit "Momentaufnahmen" erzeugt (für weitere Informationen zu diesem Verfahren siehe [Kraus \[36\]](#) und [Zahn \[95\]](#)). Dazu wird in einer definierten Entfernung für jeden Winkel aus der Strahlungscharakteristik ein Bild erzeugt. Je nach Anzahl der Winkel ist somit eine "Rundumaufnahme" des Röntgenpulsars möglich. Es bietet sich somit eine weitere, wenn auch nicht so genaue Möglichkeit an, die Lage des Resonanzbereichs im Akkretionsstrom zu bestimmen. Dazu wird eine Aufnahme ausgesucht, in der die Säule und die resonante Streuung sehr deutlich zu erkennen sind. In einer weiteren Aufnahme, mit gleichen Einstellungen, wird die Säule kariert dargestellt. Die Höhe der Säule wird durch die Geometrie der Akkretionssäule festgelegt. Der Wert kann aus dem Programm entnommen werden und somit wird die Höhe eines Kästchens bestimmt. Eine Überlagerung der beiden Aufnahmen liefert die gesuchte Höhe des Gebiets. Abbildung 51 zeigt das Ergebnis der Höhenbestimmung aus der simulierten Aufnahme. Das Standbild der hohlen Akkretionssäule wurde mit folgenden Einstellungen erzeugt: Zyklotronenergie $E_C = 59.5$ keV, Photonenenergie $E_{\text{phot}} = 6$ keV, der Winkel zwischen dem Beobachter und der magnetischen Achse $\theta = 112^\circ$, die Akkretionssäule hat einen äußeren Öffnungswinkel von $\alpha_o = 0.15$ rad, der innere Öffnungswinkel beträgt $\alpha_i = 0.09$ rad.

Trägt man die bekannten Daten in das Diagramm aus Abbildung 47 ein, so lässt sich auch ein Winkelbereich für die Photonenrichtung festlegen. Für einen simulierten Pulsar aus Abbildung 51 erhält man somit einen Winkelbereich von $30^\circ \leq \alpha \leq 120^\circ$. Das bedeutet, die Photonen, die in einem ungefähren Bereich zwischen 9 km und 13.5 km oberhalb der Sternoberfläche resonant gestreut werden, stammen sowohl aus dem Halo als auch aus der gegenüberliegenden Säulenwand.



(a) Bestimmung der Höhe



(b) Bestimmung der Photonenrichtung

Abbildung 51: Bestimmung der Höhe des Resonanzbereichs aus einer "Momentaufnahme" sowie der Photonenrichtung für folgende Einstellungen:

Zyklotronenergie $E_C = 59.5 \text{ keV}$, $\theta = 112^\circ$

$E_{\text{phot}} = 6 \text{ keV}$, äußerer Öffnungswinkel $\alpha_o = 0.15 \text{ rad}$,
innerer Öffnungswinkel $\alpha_i = 0.09 \text{ rad}$

5.4 ZUSAMMENFASSUNG UND DISKUSSION

Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen zur Variation der Zyklotronenergie E_C werden von der Resonanz geprägt. Die Veränderung der Temperatur zeigt kaum einen Einfluss auf den Verlauf der Strahlungscharakteristik. Untersucht man aber den Strahlungsverlauf mit steigender Photonenenergie und konstanter Temperatur und Zyklotronenergie, so fällt auf, dass der Fluß abnimmt. So dominieren für kleine Energien anfänglich die Säule und der Halo den Strahlungsverlauf, während bei immer größer werdenden Energien die reprozessierte Strahlung den Verlauf bestimmt. Infolge der resonanten Streuung haben die Strahlungskomponenten Säule innen und Halo innen die größte Änderung erfahren. Abhängig vom Winkel zum Beobachter und der Energie nimmt der Fluß zu bzw. ab. Die Höhe des Gebiets der resonanten Streuung wird sowohl von der Photonenenergie als auch von der Zyklotronenergie beeinflusst, so nimmt die Höhe des Bereichs mit steigender Photonenenergie und fallender Zyklotronenergie ab. Die Photonen, die im Akkretionsstrom resonant gestreut werden, haben ihren Ursprung sowohl im Halo als auch in der gegenüberliegenden Wand.

GRAD DES BEAMING DER EMITTIERTEN RÖNTGENSTRAHLUNG

6.1 RICHTUNGSABHÄNGIGKEIT DER STRAHLUNG BEZÜGLICH DER FREIFALLGESCHWINDIGKEIT

Das Modell für hohle Akkretionssäulen basiert auf der Annahme, dass es zur Ausbildung einer Schockfront über der Neutronensternoberfläche kommt. Oberhalb des Schocks befindet sich das Gas im freien Fall. Seine Geschwindigkeit v lässt sich durch das Verhältnis des Schwarzschildradius r_s zur Radialkoordinate r nach Gleichung 4.10 mit $v = c \sqrt{r_s/r}$ beschreiben. In der Region unterhalb der Schockfront wird auf Grund der hohen Dichte des Plasmas das Gas abgebremst und es entsteht Röntgenstrahlung (zur Plasmaverteilung unterhalb der Schockfront siehe Kapitel 3.4). Allerdings kann die Strahlung das einfallende Plasma nicht ungehindert passieren, da es hohe optische Tiefe aufweist. Infolge der Abwärtsbewegung des Gases und weil dieses in der Randschicht weniger abgebremst wird, werden Röntgenphotonen, während sie sich in Richtung der Akkretionssäulenwand bewegen, mitgerissen. Den Akkretionsstrom zu verlassen, gelingt diesen aber trotzdem, da die dafür benötigte Zeit in etwa der Freifallzeit entspricht (Lyubarskii & Syunyaev [56]). Nach dem Austreten der Röntgenstrahlung aus der Säule, wird diese aufgrund der Lichtablenkung in Richtung der Neutronensternoberfläche abgelenkt (Lyubarskii & Syunyaev [56]).

Bei der Beschreibung der Ausbreitung der Röntgenstrahlung spielt also die Geschwindigkeit des freifallenden Plasmas in der Randschicht unterhalb des Schocks eine wichtige Rolle; daher ist es sinnvoll, die Fallgeschwindigkeit des Plasmas in der Akkretionssäule als ein Parameter des Modells zu untersuchen.

Wie bereits in Kapitel 4.4 angesprochen, ist die emittierende Röntgenstrahlung nicht isotrop. Betrachtet man die Emissionsrichtung aus dem Bezugssystem des Plasmas, so findet die maximale Emission senkrecht zur Säulenwand statt. Im Plasmasystem erhält man somit für die spezifische Strahlungsintensität (Kraus [41])

$$I_0(E_0, \vartheta_0, \varphi_0) = I_{P0}(E_0) \cdot (1 + 2 \sin(\vartheta_0) \cos(\varphi_0)) \quad (6.1)$$

mit

$$I_{P0}(E_0) = A E_0^{-\Gamma} \cdot \begin{cases} e^{-\frac{E_0 - E_{\text{cut}}}{E_{\text{fold}}}} & \text{für } (E_0 > E_{\text{cut}}) \\ 1 & \text{für } (E_0 \leq E_{\text{cut}}) \end{cases}$$

Untersucht man hingegen die Emissionsrichtung aus dem Ruhesystem des Neutronensterns, so lässt sich die spezifische Intensität mit dem Richtungsanteil angeben:

Der Dopplerfaktor $D(\vartheta)$, welcher die Lorentz-Transformation der Parameter aus dem Plasmasystem in das Neutronensternsystem beschreibt, kann wie folgt geschrieben werden (Voigt [91], Müller [65])

$$D(\vartheta) = \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos(\vartheta)} = \frac{\nu}{\nu_0} \text{ bzw. } \frac{E}{E_0} \quad (6.2)$$

wobei β die Fallgeschwindigkeit, ν die Frequenz, E die Energie und ϑ der Winkel zur Plasmageschwindigkeit ist.

Generell ist das Verhältnis $I_E/E^3 = \text{const.}$, betrachtet im gleichen Bezugssystem, eine Invariante. Somit folgt für die Transformation der spezifischen Strahlungsintensität vom Plasma- in das Neutronensternsystem:

$$I_P(E, \vartheta) = D(\vartheta)^3 I_{P0}(E_0) \quad (6.3)$$

Transformiert man $\sin(\vartheta_0)$ in das Bezugssystem des Neutronensterns, so erhält man

$$\sin(\vartheta_0) = D(\vartheta) \sin(\vartheta) \quad (6.4)$$

und so folgt schließlich mit 6.3 und 6.4 eingesetzt in 6.1

$$I(E, \vartheta, \varphi) = I_P(E, \vartheta) D(\vartheta)^3 \cdot (1 + 2 D(\vartheta) \sin(\vartheta) \cos(\varphi)) \cdot \quad (6.5)$$

mit

$$I_P(E, \vartheta) = A \left(\frac{E}{D(\vartheta)} \right)^{-\Gamma} \cdot \begin{cases} e^{-\frac{\left(\frac{E}{D(\vartheta)} \right) - E_{\text{cut}}}{E_{\text{fold}}}} & \text{für } \left(\frac{E}{D(\vartheta)} \right) > E_{\text{cut}} \\ 1 & \text{für } \left(\frac{E}{D(\vartheta)} \right) \leq E_{\text{cut}} \end{cases}$$

wobei ϑ und φ die Polar- und Azimutwinkel bezüglich der Bewegungsrichtung des Plasmas und Γ der Lorentzfaktor sind. Wählt man $\vartheta = \pi/2$ und $\varphi = 0$, so entspricht es der Richtung, die senkrecht zum fallenden Plasma zeigt.

Eine genauere Untersuchung der bevorzugten Emissionsrichtung in Abhängigkeit der Fallgeschwindigkeit und Energie ergibt die Diagramme in den Abbildungen 52 und 53.

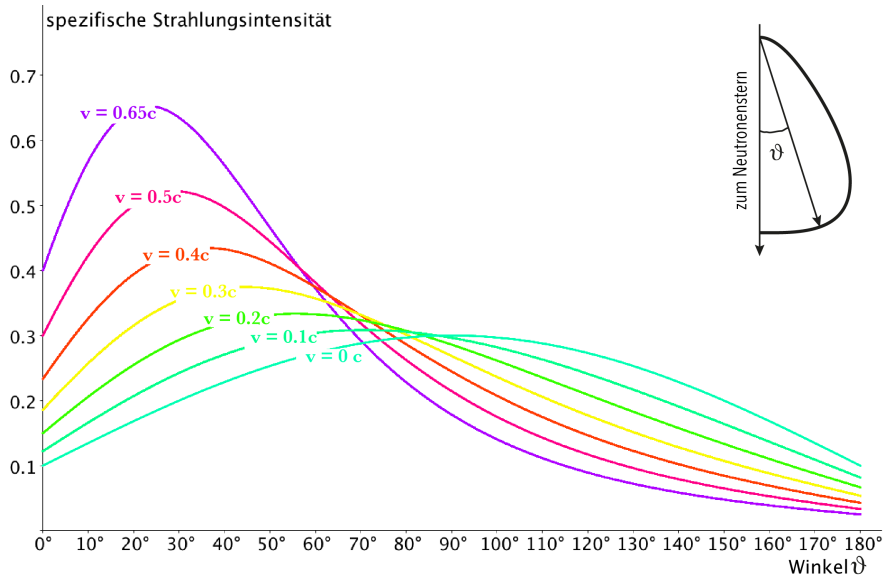


Abbildung 52: Zusammenhang zwischen Strahlungsintensität und Geschwindigkeit in Abhängigkeit des Winkels ϑ , der in Richtung Plasmabewegung zeigt. Variation der Fallgeschwindigkeit zwischen $0.65c$ und $0c$. Energie E wird bei 10 keV konstant gehalten. Skizze oben rechts nach Lyubarskii & Syunyaev [56]

Die spezifische Strahlungsintensität aus Abbildung 52 wurde in Abhängigkeit des Winkels ϑ , der in Richtung der Plasmageschwindigkeit zeigt, dargestellt. Die Richtung $\vartheta = 0^\circ$ und $\varphi = 0^\circ$ stimmt mit der Strömungsrichtung des fallenden Plasmas überein, während für $\vartheta = 180^\circ$ und $\varphi = 0^\circ$ diese genau entgegengesetzt gerichtet ist. Die Variation der Freifallgeschwindigkeit v bei konstanter Energie ($E = 10 \text{ keV}$) soll noch einmal den Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeit und der Richtung der Strahlstärke deutlicher aufzeigen. Vergleicht man den Verlauf der Strahlungsintensität für verschiedene Fallgeschwindigkeiten, so ist zu erkennen, wie der Anteil der Strahlung, der in Richtung der Sternoberfläche ge-

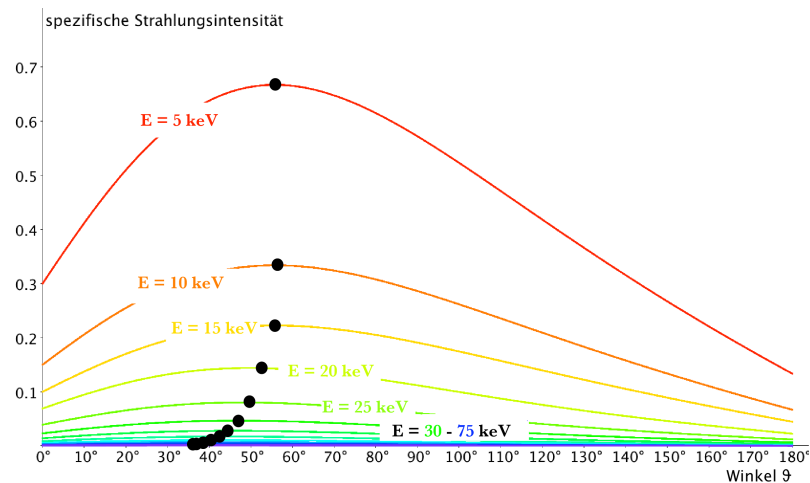


Abbildung 53: Zusammenhang zwischen Strahlungsintensität und Energie E in Abhängigkeit des Winkels ϑ . Variation der Energie zwischen 5 keV und 75 keV. Fallgeschwindigkeit v wurde bei $0.2c$ konstant gehalten

richtet ist (kleinere ϑ -Winkel), mit steigendem v zunimmt. Gut zu erkennen ist ebenfalls, wie das Kurvenmaximum mit steigender Geschwindigkeit zunimmt. Während bei kleineren Geschwindigkeiten die Abstrahlung gleichmäßiger verteilt ist, wird diese bei größeren Geschwindigkeiten stärker gebündelt, das heißt, die Strahlung, die auf die Oberfläche des Neutronensterns trifft, nimmt an Intensität zu.

Hält man nun die Fallgeschwindigkeit fest ($v = 0.2c$) und variiert die Energie E , so nimmt das Strahlungsmaximum mit der Energie ab, während sich die Richtung des Maximums nur leicht in Richtung der kleineren Winkel verschiebt (Abbildung 53). Um den Zusammenhang zwischen der Fallgeschwindigkeit und der Richtung des Strahlungsmaximums noch deutlicher zu sehen, wird jeweils der Winkel, bei dem das Maximum beobachtet wird, gegen die Fallgeschwindigkeit aufgetragen (siehe Abbildung 54), wobei die Photonenenergie bei 10 keV konstant gehalten wird. Interessant ist auch die Gegenüberstellung der Spektren: das Planck-Spektrum (definiert im Bezugssystem des Neutronensterns, aus Kraus et al. [45]), das in den früheren Berechnungen verwendet wurde (rote Kurve), und das Potenzspektrum (blaue Kurve) aus den aktuellen Berechnungen (siehe Gleichung 6.5). Gut zu erkennen ist, dass die Bündelung (die Breite des Maximums) der Strahlung beim Potenzspektrum viel stärker ausfällt. Ein Vergleich der beiden

Spektren zeigt, dass beim Planck-Spektrum die emittierte Strahlung in einem Winkelbereich zwischen 50 und 90 Grad auf die Neutronensternoberfläche trifft, während dieser beim Potenzspektrum zwischen 20 und 90 Grad liegt, und sich somit eine Möglichkeit ergibt, dass ein viel schmalerer Halo um die Akkretionssäule gebildet werden kann.

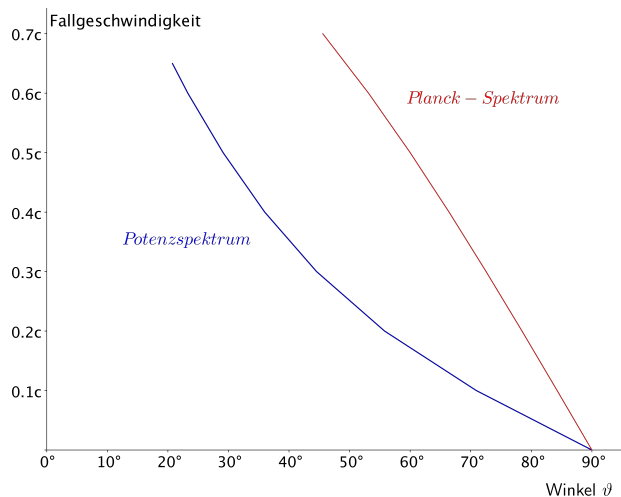


Abbildung 54: Zusammenhang zwischen dem Maximum der Strahlungsintensität und der Fallgeschwindigkeit v

Allgemein kann man sagen, die Stärke der Bündelung hängt sowohl von der Fallgeschwindigkeit als auch von der Photonenenergie ab, wobei die Geschwindigkeit den größten Einfluss ausübt. So strahlt die Akkretionssäule bei großen Fallgeschwindigkeiten des Plasmas bevorzugt in Richtung der Neutronensternoberfläche, während sich bei kleiner werdenden Geschwindigkeiten das Maximum immer mehr zu den größeren Winkeln verlagert, bis es bei $v = 0$, wie erwartet, senkrecht zur Bewegungsrichtung des Gases zeigt.

Überträgt man diese theoretischen Überlegungen auf die Emissionscharakteristiken, so müsste mit steigender Fallgeschwindigkeit die Intensität des äußeren und inneren Halo sowie der Reprozessierung zunehmen und die der Säule außen und innen abnehmen.

6.2 ERGEBNISSE DER SIMULATIONSRECHNUNGEN

An dieser Stelle werden die Ergebnisse der Simulationsrechnungen präsentiert, die die Auswirkungen der variierten Fallgeschwindigkeit auf die Emissionscharakteristik untersuchen. Zur Erstellung der Simulationsrechnungen wurde die Geschwindigkeit in einem maximal möglichen Bereich variiert. Die obere Grenze wurde durch die Freifallgeschwindigkeit des Plasmas an der Neutronensternoberfläche festgelegt: $0.648c$. Man erhielt die Geschwindigkeit in Höhe der Sternoberfläche ($r = 10$ km) mit der Gleichung 4.10. Für die untere Grenze sollte die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen den Bezugssystemen Plasma und Neutronenstern gleich null sein und somit einen Wert von $0c$ haben. Weitere Werte zum Auffüllen dieses Bereiches waren: $0.2c$, $0.35c$ und $0.5c$.

Bei den Photonenenergien fiel die Wahl auf folgende: 1 keV, 10 keV, 30 keV, 60 keV und 90 keV, wobei diese den lokalen, am Neutronenstern gemessenen Werten entsprechen.

Zum besseren Vergleich der Auswirkung der variierenden Fallgeschwindigkeit auf die Strahlungscharakteristiken wurden für die Akkretionssäule unterschiedliche Breiten gewählt, wobei folgende Werte den Winkel der äußeren Säulenwand angeben: 0.25 rad (Säule 1) und 0.15 rad (Säule 2). Die Wandstärke wurde konstant bei 0.06 rad gehalten. Zusätzlich, um die Vergleichsmöglichkeiten zu erweitern, wurden Emissionscharakteristiken für eine Vollsäule (Säule 3) der Breite 0.15 rad gerechnet.

Die Leuchtkraft betrug $L = 1.09 \cdot 10^{30}$ W. Daraus resultierten Werte für die Dichte und Temperatur. Für Säule 1 erhielt man für die Dichte am Fußende der Akkretionssäule einen Wert von $\rho = 1.84 \cdot 10^{-5}$ g/cm³ sowie eine Temperatur von 3.15 keV; bei Säule 2 und 3 wurde mit einer Dichte von $\rho = 2.15 \cdot 10^{-5}$ g/cm³ und einer Temperatur von 3.58 keV gerechnet.

Eine Zusammenfassung aller in dieser Rechnung wichtigen Parameter findet sich in Anhang B.

6.2.1 Vergleich der Fallgeschwindigkeiten bei gleicher Photonenenergie

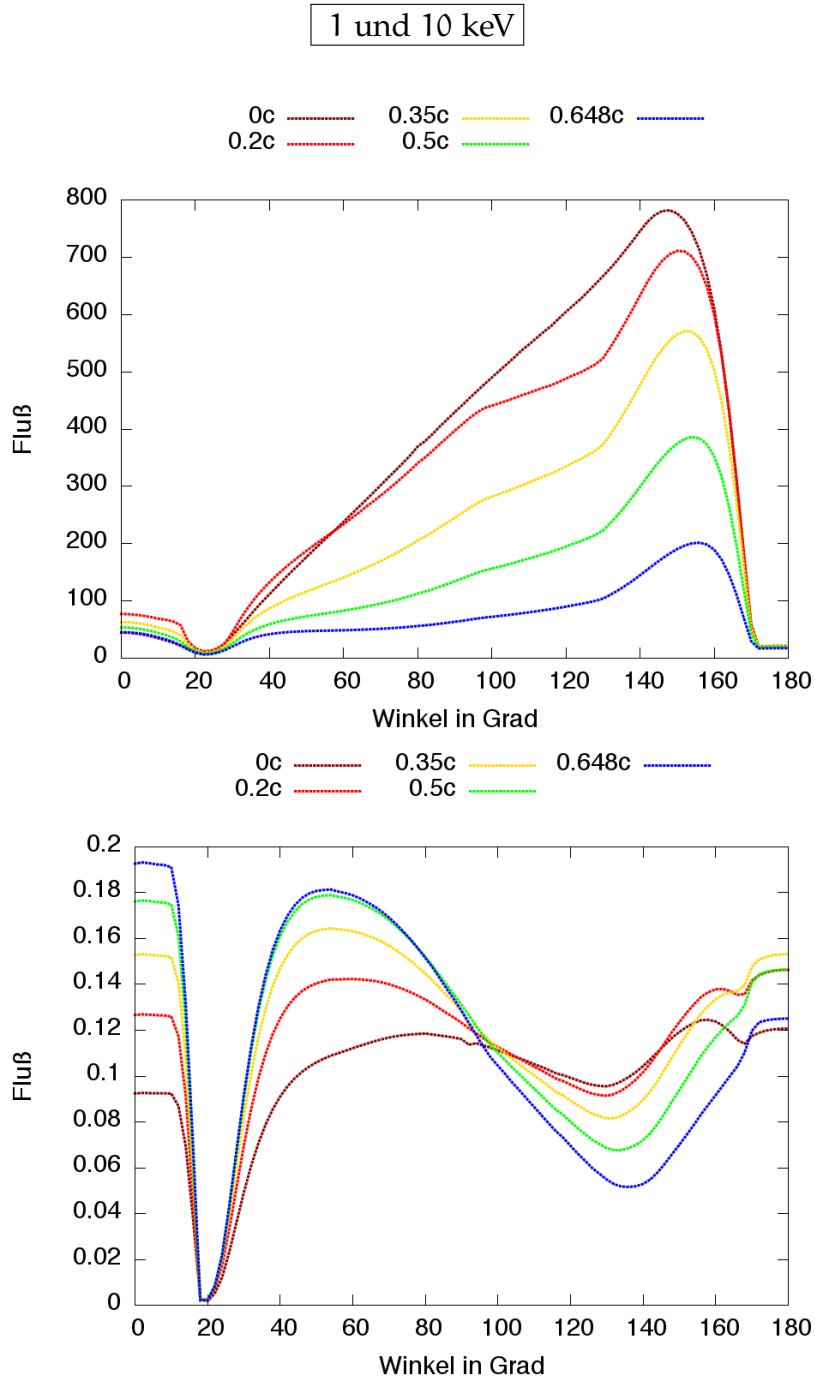


Abbildung 55: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohl säule mit folgenden Parametern: Fallgeschwindigkeit $0c/0.2c/0.35c/0.5c/0.648c$, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur: $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Energie 1 keV (oben), 10 keV (unten)

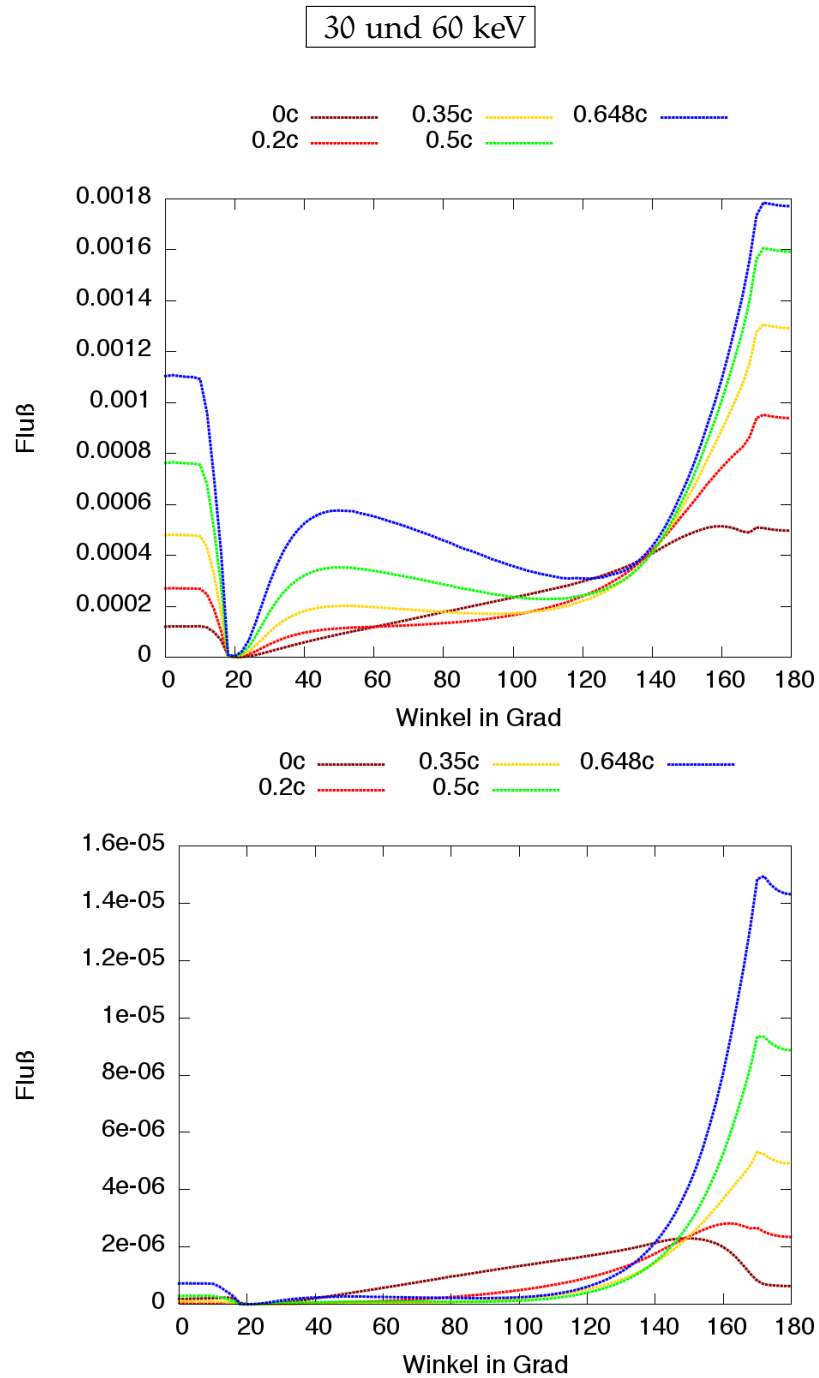


Abbildung 56: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohl-
säule mit folgenden Parametern: Fallgeschwindigkeit
 $0c/0.2c/0.35c/0.5c/0.648c$, Zyklotronenergie E_C 59.5
keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur: $kT_o =$
 $kT_i = 3.58$ keV, Energie 30 keV (oben), 60 keV (unten)

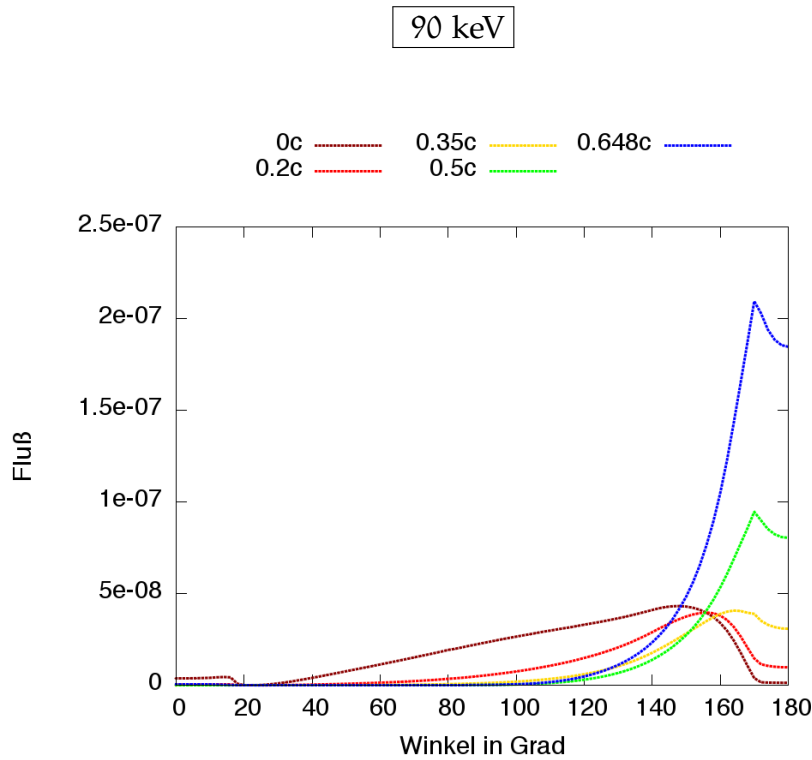


Abbildung 57: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Fallgeschwindigkeit $0c/0.2c/0.35c/0.5c/0.648c$, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur: $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Photonenenergie 90 keV

Die Gesamtstrahlungscharakteristiken aus den Abbildungen 55 bis 57 demonstrieren, wie sich der Kurvenverlauf bei variierender Fallgeschwindigkeit ändert. Zur Darstellung wurde zunächst das Säulenmodell 2 ausgewählt.

Bei näherer Betrachtung der Photonenenergie 1 keV sieht man, dass der Fluß mit steigender Fallgeschwindigkeit abnimmt. Zum besseren Verständnis der Kurvenverläufe wird der Gesamtstrahlungsverlauf durch die Kurven einzelner Komponenten für zwei verschiedene Fallgeschwindigkeiten 0.2c und 0.648c dargestellt. Der Grund, weshalb diese Geschwindigkeiten ausgewählt wurden, ist ein jeweils ähnlicher Verlauf für 0c und 0.2c sowie für 0.35c, 0.5c und 0.648c. Stellt man also die Gesamtstrahlung komponentenweise dar (siehe Abbildung 58), so zeigt das Diagramm, dass der Gesamtkurvenverlauf sowohl für 0.2c als auch für 0.648c sehr stark von der Komponente Säule außen, etwas schwächer von Säule innen beeinflusst wird.

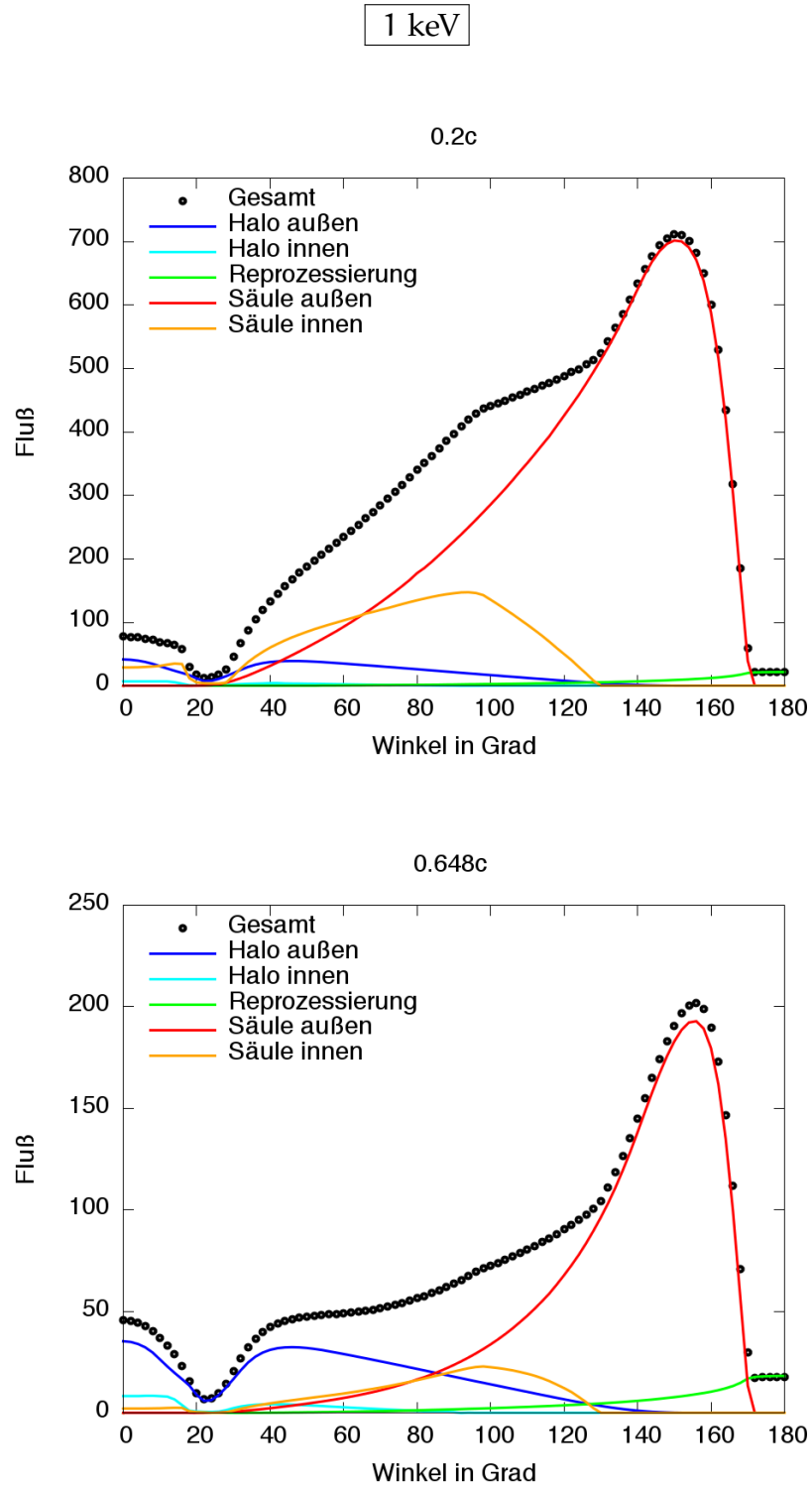


Abbildung 58: Darstellung der Gesamtstrahlung sowie ihrer Komponenten für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Fallgeschwindigkeit $0.2c$ (Bild oben)/ $0.648c$ (Bild unten), Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur: $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Photonenenergie 1 keV

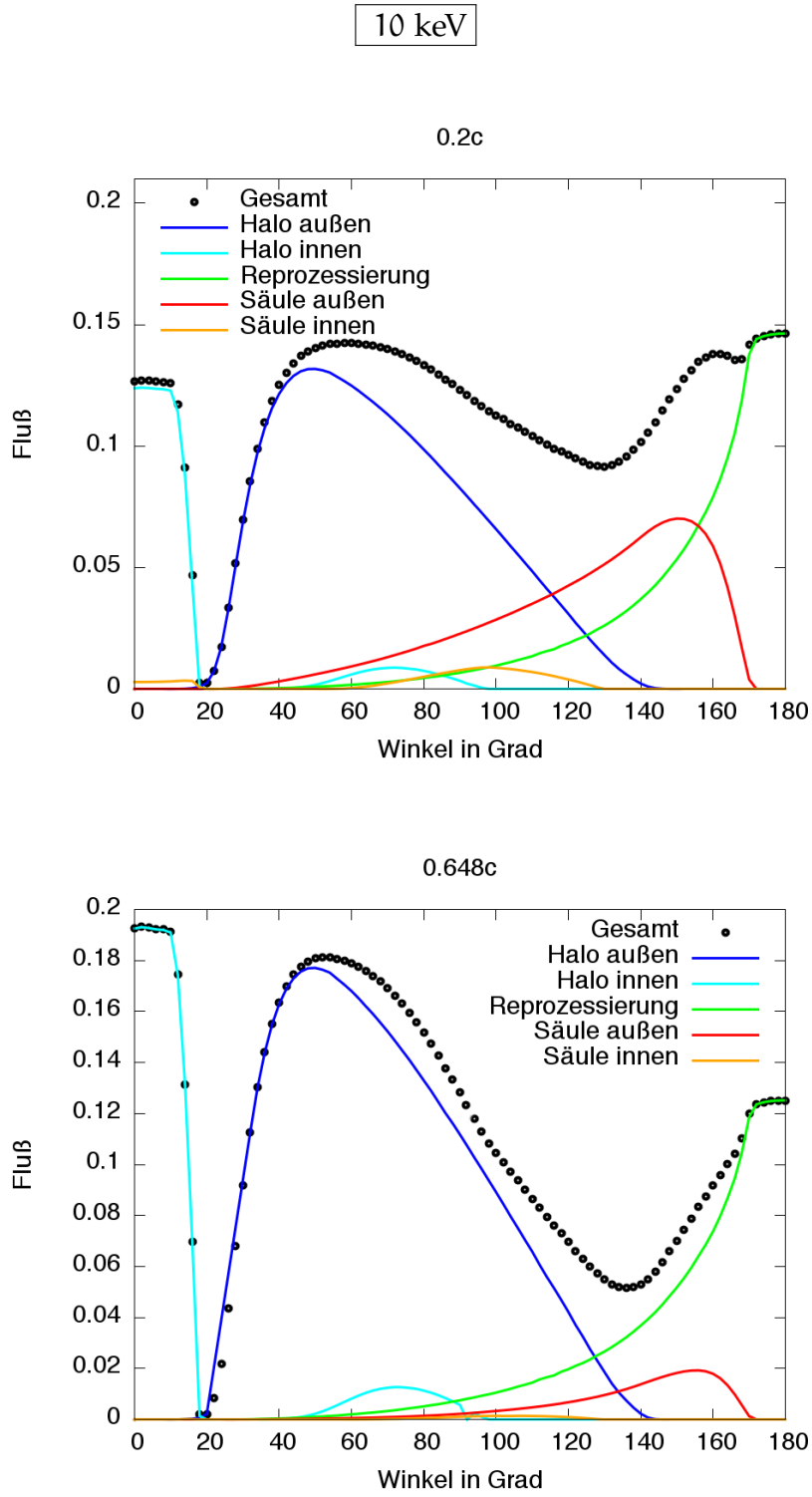


Abbildung 59: Darstellung der Gesamtstrahlung sowie ihrer Komponenten für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Fallgeschwindigkeit 0.2c (Bild oben)/0.648c (Bild unten), Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur: $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Photonenenergie 10 keV

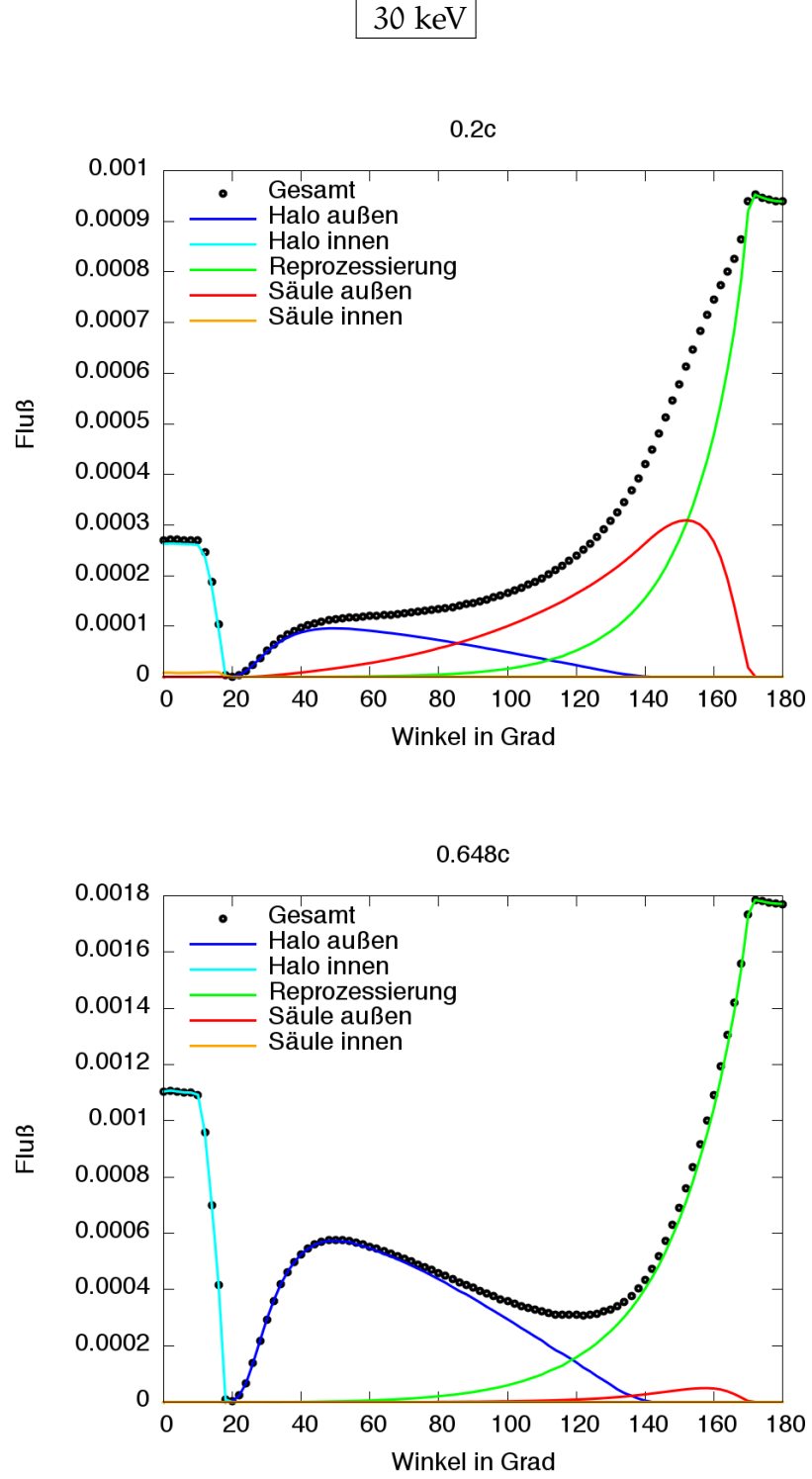


Abbildung 60: Darstellung der Gesamtstrahlung sowie ihrer Komponenten für eine Hohl säule mit folgenden Parametern: Fallgeschwindigkeit $0.2c$ (Bild oben)/ $0.648c$ (Bild unten), Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur: $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Photonenenergie 30 keV

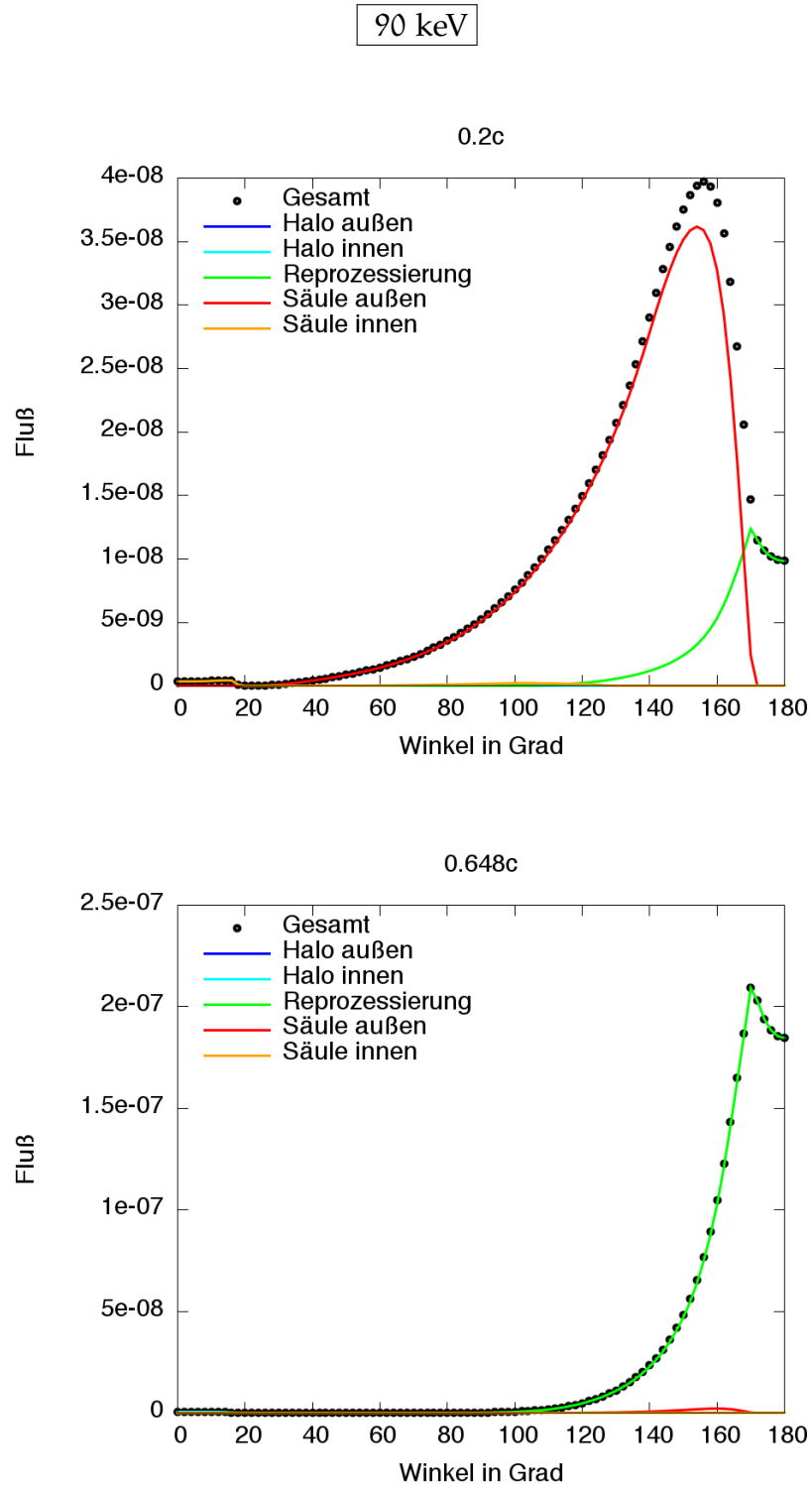


Abbildung 62: Darstellung der Gesamtstrahlung sowie ihrer Komponenten für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Fallgeschwindigkeit $0.2c$ (Bild oben)/ $0.648c$ (Bild unten), Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur: $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Photonenenergie 90 keV

Der Kurvenverlauf für die Fallgeschwindigkeit $0.648c$ wird zusätzlich leicht von Halo außen und Reprozessierung bestimmt.

Bei der Strahlungsbilanz für 10 keV kehrt sich die Reihenfolge der Kurven um. Während bei 1 keV die Kurve für $0c$ den höchsten Fluß ergab, ist dies bei 10 keV der Kurvenverlauf für $0.648c$. Eine komponentenweise Darstellung (Abbildung 59) zeigt einen stark dominierenden Halo, sowohl innen (zwischen 0° und 20°) als auch außen (zwischen 20° und 100°). Bei großen Winkeln dominieren eher Säule außen und die Reprozessierung. Den Unterschied zwischen den beiden Fallgeschwindigkeiten macht der Verlauf der Strahlungskomponente Säule außen aus. Hier trägt diese mehr zur Gesamtstrahlung bei, für die Geschwindigkeiten $0c$ und $0.2c$, während der Strahlungsanteil für $0.35c$ bis $0.648c$ geringer ausfällt.

Im Verlauf der Kurven für die Photonenenergie 30 keV haben sowohl die Komponenten des Halo, der Säule als auch der Reprozessierung einen Einfluss. Während für $0c$ und $0.2c$ Säule außen bei großen Winkeln den Kurvenverlauf stärker beeinflusst, bestimmen bei allen Geschwindigkeiten Halo innen und außen den Kurvenverlauf im mittleren Winkelbereich und bei kleinen Winkeln. Sehr gut lässt sich bei dieser Energie beobachten, wie der Kurvenverlauf des Halo (außen und innen) und der Reprozessierung mit zunehmender Fallgeschwindigkeit den Gesamtkurvenverlauf bestimmen und der Einfluss der Strahlung aus der äußeren Säulenwand abnimmt.

Die Gesamtstrahlungscharakteristiken für hohe Energien – 60 und 90 keV – liefern ähnliche Verläufe. Für kleine Fallgeschwindigkeiten ($0c$ und $0.2c$) wird der Kurvenverlauf durch den Verlauf der Strahlungskomponente Säule außen komplett bestimmt, während Halo, Reprozessierung und Säule innen keinen Einfluss darauf nehmen. Ähnlich verhält es sich für höhere Fallgeschwindigkeiten. Hier bestimmen Säule außen und die Reprozessierung den Kurvenverlauf, wobei der Einfluss der Reprozessierung mit steigender Geschwindigkeit zunimmt und jener der Säule außen abnimmt.

Wie bei allen Energien zu sehen war, zeigen die Kurvenverläufe für die Fallgeschwindigkeiten $0c$ und $0.2c$ eine Ähnlichkeit, wie auch die Verläufe für $0.35c$, $0.5c$ und $0.648c$. Interessant ist also die Änderung der Kurvenverläufe im Bereich zwischen den

Geschwindigkeiten $0c$ und $0.35c$. Mit Hilfe des Diagramms aus Abbildung 63 soll dieser Bereich transparenter gemacht und näher untersucht werden. Zum Vergleich werden die restlichen Geschwindigkeiten ebenfalls dargestellt.

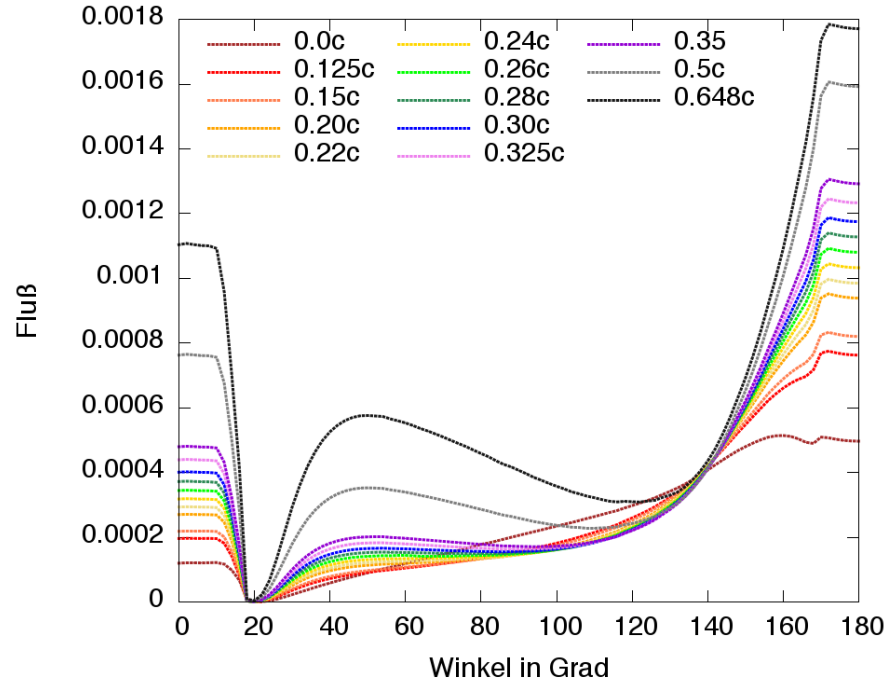


Abbildung 63: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Fallgeschwindigkeit $0c$ bis $0.648c$, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur: $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Photonenenergie 30 keV

An dieser Stelle soll nur die Photonenenergie von 30 keV näher betrachtet werden, da der Unterschied zwischen den Kurven hier am größten ist. Für die Fallgeschwindigkeiten zwischen $0.2c$ und $0.648c$ ist der Verlauf, vor allem bei den großen Winkeln, sehr ähnlich. Bei kleinen Winkeln (bis 20 Grad) bestimmt der innere Halo den Verlauf, wobei mit steigender Fallgeschwindigkeit auch der Strahlungsfluß zunimmt. Genauso verhält es sich im mittleren Winkelbereich (zwischen 20 und 120 Grad), allerdings wird hier der Verlauf durch den äußeren Halo bestimmt. Bei großen Winkeln dominiert die Reprozessierung, wobei hier ebenfalls der Strahlungsfluß mit steigender Fallgeschwindigkeit zunimmt. Ein Vergleich der Kurven bis $0.2c$ mit den Kurvenverläufen der übrigen Fallgeschwindigkeiten zeigt bei kleinen Winkeln eine sehr große Ähnlichkeit, den

Unterschied macht lediglich der geringere Fluß der Strahlung des inneren Halo aus. Bei großen Winkeln darf der Einfluss der Reprozessierung für kleine Fallgeschwindigkeiten ebenfalls nicht vernachlässigt werden, allerdings wird der Kurvenverlauf für die Geschwindigkeiten zwischen $0c$ und $0.2c$ zunehmend von der Strahlung der äußeren Säulenwand bestimmt, bis diese fast den gesamten Kurvenverlauf dominiert.

Wie man sieht, spielen die einzelnen Strahlungskomponenten und vor allem der Halo im inneren Bereich der Säule, die Strahlung aus der Außenwand sowie die Reprozessierung eine wichtige Rolle. Während bei kleinen Geschwindigkeiten die Strahlung der äußeren Säulenwand dominierend ist, nimmt deren Einfluss mit steigender Fallgeschwindigkeit ab. Beim inneren und äußeren Halo sowie der Reprozessierung verhält es sich umgekehrt. Hier nimmt der Fluß mit steigender Geschwindigkeit zu. Um die Entwicklung der einzelnen Komponenten besser verstehen zu können, sollen diese etwas genauer untersucht werden.

6.2.2 *Nähere Untersuchung der Strahlungskomponenten Halo und Säule außen sowie Reprozessierung*

Ein Vergleich der Strahlungskomponenten Halo außen (Abbildungen 64 bis 66) zeigt, wie sich die Intensität bezüglich der Fallgeschwindigkeiten ändert. Während ab 10 keV die erwartete Reihenfolge zu beobachten ist, ordnen sich die Kurven bei 1 keV anders an. So stimmen für 1 keV die Strahlungsintensitäten der Halos für $0.2c$ und $0.35c$ nahezu überein, wie auch für $0c$ und $0.5c$, wobei letztere einen etwas geringeren Fluß aufweisen. Der Kurvenverlauf mit dem geringsten Flußwert ist der für die höchste Fallgeschwindigkeit $0.648c$. Um dieses Verhalten besser verstehen zu können, wird der Energiebereich zwischen 1 und 10 keV etwas eingehender untersucht.

Aus dem Vergleich der Strahlungsbilanzen (Abbildung 67) geht hervor, wie sich der Fluß mit steigender Photonenenergie für verschiedene Fallgeschwindigkeiten ändert.

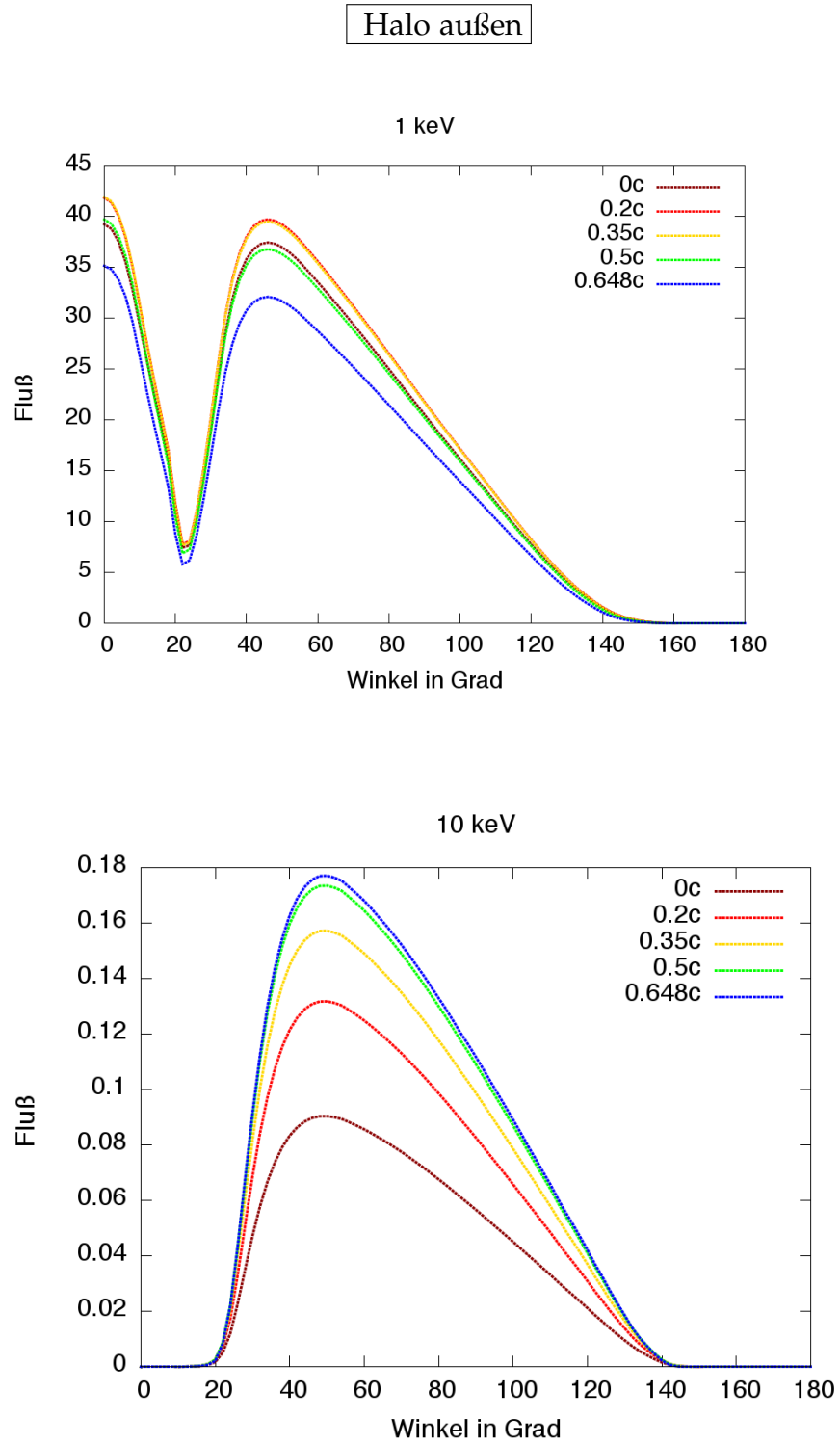


Abbildung 64: Darstellung der Strahlungskomponente Halo außen für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Fallgeschwindigkeit $0c - 0.648c$, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur: $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Photonenenergie 1 keV (Bild oben), 10 keV (Bild unten)

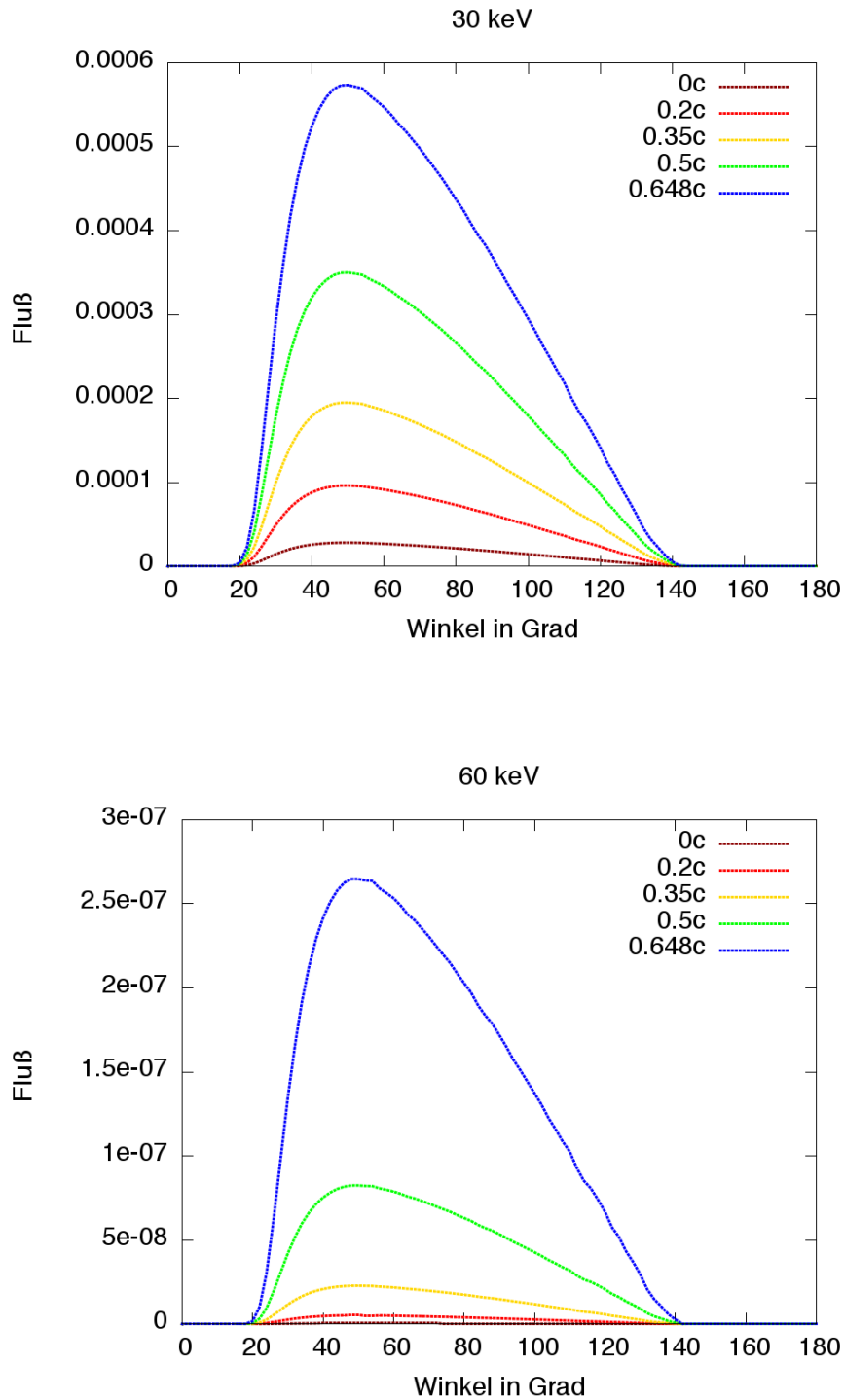


Abbildung 65: Darstellung der Strahlungskomponente Halo außen für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Fallgeschwindigkeit $0c - 0.648c$, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur: $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Photonenenergie 30 keV (Bild oben), 60 keV (Bild unten)

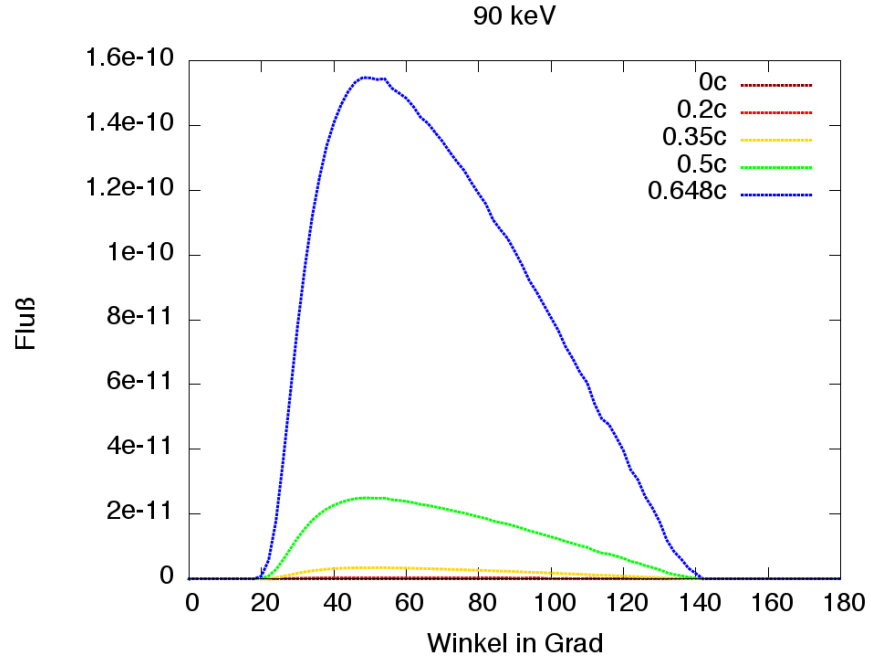


Abbildung 66: Darstellung der Strahlungskomponente Halo außen für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Fallgeschwindigkeit $0c - 0.648c$, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur: $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Photonenenergie 90 keV (Bild unten)

Bei kleinen Winkeln, also dann, wenn die Akkretionssäule von oben betrachtet wird, kann bei niedrigen Energien sehr deutlich ein äußerer Halo erkannt werden, dessen Ausdehnung und Helligkeit, welche von der Größe der Fallgeschwindigkeit beeinflusst werden, mit steigender Photonenenergie abnehmen (siehe auch Abbildung 67). Betrachtet man den äußeren Halo in einem Winkelbereich von 20 bis 140 Grad, so zeigen die Emissionscharakteristiken bei allen hier untersuchten Photonenenergien ein ähnliches Verhalten. Auch hier übt die Höhe der Fallgeschwindigkeit einen Einfluss auf die Ausdehnung und die Helligkeit des Halo aus, gut zu erkennen an der größer werdenden Auffächerung der Kurven. Bei der theoretischen Überlegung wurde festgestellt, dass die Intensität des Halo sowohl von der Fallgeschwindigkeit als auch von der Energie abhängig ist. Dies konnte bereits in den oben dargestellten Ergebnissen beobachtet werden. Auch die Reihenfolge der Kurvenverläufe, beispielsweise bei 1 keV, lässt sich gut erklären.

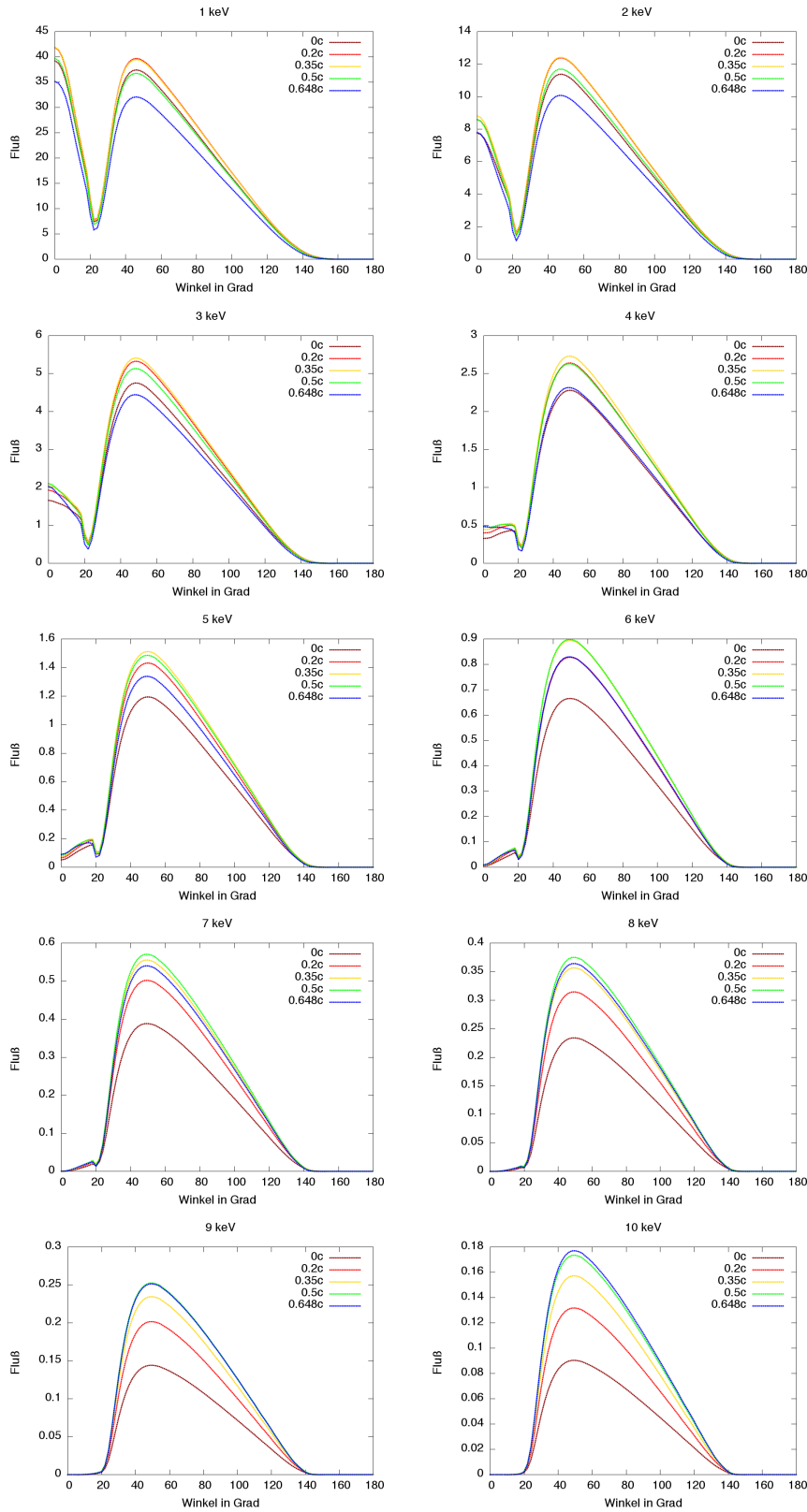


Abbildung 67: Darstellung der Strahlungskomponente Halo außen für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Fallgeschwindigkeit $0c - 0.648c$, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur: $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Photonenenergie 1 keV bis 10 keV

Aus dem in diesen Simulationen verwendeten Potenzspektrum (siehe Gleichung 6.5) geht hervor, dass sich die höchste Strahlungsintensität bei der kleinsten Photonenenergie ergibt. Bei einer Fallgeschwindigkeit von $0c$ strahlt die Akkretionssäule senkrecht zur Bewegungsrichtung des Plasmas, das bedeutet, nur ein Teil der Strahlung gelangt auf die Sternoberfläche, somit ist die Kurve für $0c$ nicht die mit dem höchsten Fluß. Bei den Fallgeschwindigkeiten $0.2c$ und $0.35c$ wird die emittierte Strahlung bereits etwas gebündelt, stärker in Richtung der Sternoberfläche gerichtet, und es kommt ein größerer Teil auf der Neutronensternoberfläche an, was sich in den Kurven mit dem höchsten Fluß widerspiegelt. Mit steigender Fallgeschwindigkeit nimmt also die Strahlungsintensität des Halo zu, während seine Ausdehnung abnimmt. Daher ist die Kurve für $0.648c$ bei 1 keV die mit dem niedrigsten Fluß.

Zur Bestätigung dieser Erklärung und um die Ausdehnung und die Höhe der Intensität des äußeren Halo bei den hier untersuchten Fallgeschwindigkeiten besser verstehen zu können, soll als nächstes die Abhängigkeit dieser Parameter von der Fallgeschwindigkeit genauer analysiert werden, indem jener Teil der Strahlung aus der Akkretionssäule betrachtet wird, der die Neutronensternoberfläche bestrahlt.

Nach theoretischen Vorüberlegungen erwartet man eine Zunahme der Strahlungsintensität mit steigender Fallgeschwindigkeit. Wie bereits zuvor angesprochen, wird die emittierte Strahlung aus der Säulenaußenwand mit steigender Fallgeschwindigkeit stärker in Richtung der Neutronensternoberfläche gebündelt. Man erwartet, dass der auf der Oberfläche gebildete Halo bei höheren Fallgeschwindigkeiten direkt an der Säulenwand einen höheren Fluß aufweist. So müsste der heißeste Halo der mit der höchsten Fallgeschwindigkeit sein, und der kälteste bei einer Fallgeschwindigkeit von $0c$ beobachtet werden. Allerdings dürfte die Bündelung der emittierten Strahlung nicht unberücksichtigt gelassen werden. Das bedeutet, der Halo mit der stärksten Bündelung der emittierten Strahlung ist bei der höchsten Fallgeschwindigkeit ($0.648c$) zu erwarten. Daraus lässt sich folgern, dass der Halo für $0.648c$ zwar der heißeste ist, die Temperatur nimmt allerdings viel schneller vom Rand der Akkretionssäule bis zum äußeren Rand des Halo ab. Dies lässt sich durch eine graphische Darstellung des Temperaturverlaufs der Strahlung auf der Neutronensternoberfläche in Abhängigkeit des Winkels α_{CHI} bei variierenden Fallgeschwindigkeiten

in Abbildung 68 bestätigen. Winkel α_{CHI} beschreibt also die Ausdehnung des Halo auf der Neutronensternoberfläche, wobei für den inneren Halo der Winkel α_{CHI} zwischen 0 und α_i liegt (im inneren Bereich der Akkretionssäule) und für den äußeren Halo dieser größer als α_o ist (außerhalb der äußeren Säulenwand).

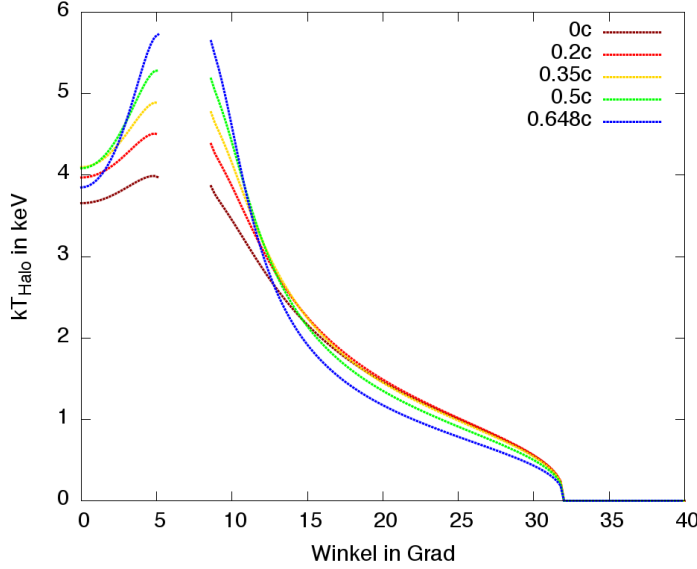


Abbildung 68: Darstellung des Temperaturverlaufs kT_{Halo} des äußeren Halo auf dem Neutronenstern in Abhängigkeit des Winkels α_{CHI} für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Fallgeschwindigkeit $0c$ bis $0.648c$, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_o = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad

Bei $\alpha_{\text{CHI}} = 0$ blickt man von oben direkt in den Akkretionsstrom. Den Temperaturverlauf des inneren Halo zeigt der Winkelbereich bis 5 Grad, dies entspricht 0.09 rad und steht für den Öffnungswinkel der inneren Säulenwand. Der Temperaturverlauf des äußeren Halo beginnt bei 8.6 Grad (entspricht $\alpha_o = 0.15$ rad) und endet am äußeren Rand des Halo bei circa 32 Grad. Betrachtet man also die Temperatur des Halo bei der höchsten Fallgeschwindigkeit von $0.648c$ (blaue Kurve), so sieht man, dass die Kurve an der Säuleninnenwand (bei 5 Grad und 8.6 Grad) am höchsten ist, diese aber auch nach außen, zu den größeren Winkeln hin bzw. nach innen, in Richtung 0 Grad, am schnellsten abnimmt.

Ebenfalls aussagekräftig ist die Emission des Halo auf der Neutronensternoberfläche. In dem hier beschriebenen Modell wird

die Verteilung der Strahlungsintensität auf einzelne Energien durch das Plancksche Strahlungsgesetz beschrieben:

$$I(E) = A \cdot \frac{E^3}{e^{E/kT_{\text{Halo}}} - 1} \quad (6.6)$$

wobei A für $8\pi/(hc)^3$, mit h als dem Planckschen Wirkungsquantum und c als der Lichtgeschwindigkeit, steht; T_{Halo} ist die Temperatur des Halo und k die Boltzmann-Konstante.

Vergleicht man nun die Verteilung der Strahlungsintensität $I(E)$ bei gleicher Energie und unterschiedlichen Fallgeschwindigkeiten, so lässt sich die Formel 6.6 vereinfachen

$$f(E) = \frac{I(E)}{E^3} = A \cdot \frac{1}{e^{E/kT_{\text{Halo}}} - 1} \quad (6.7)$$

mit A als $8\pi/(hc)^3$.

Die Abbildungen 69 und 70 zeigen das Ergebnis dieses Vergleichs.

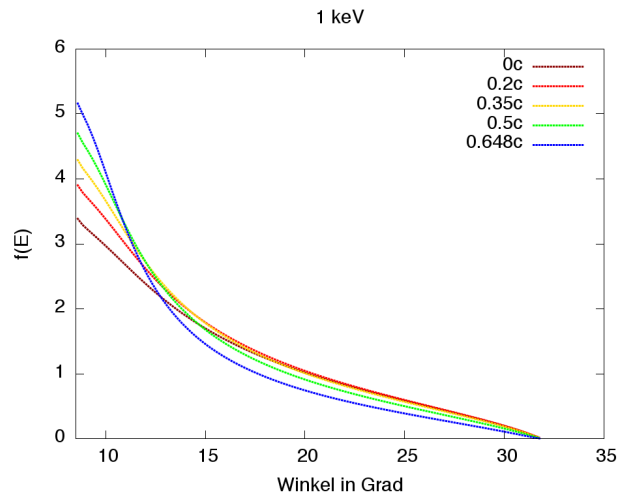


Abbildung 69: Darstellung der Halo-Emission für eine Hohl säule mit folgenden Parametern: Fallgeschwindigkeit $0c$ bis $0.648c$, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur: $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Photonenenergie 1 keV

In allen Bildern wird nur die Emission des äußeren Halo, also der Winkelbereich zwischen $\alpha_{\text{CHI}} = 8.6$ Grad und $\alpha_{\text{CHI}} = 35$ Grad, dargestellt, da bei dieser Untersuchung nur der äußere Halo von Interesse war. Während sich aus der Darstellung für

1 keV noch nicht deutlich sagen lässt, für welche Fallgeschwindigkeit die lokale Emission am stärksten ist, ist dies aus dem Vergleich der Halo-Emissionen für jeweils 10, 30, 60 und 90 keV gut erkennbar.

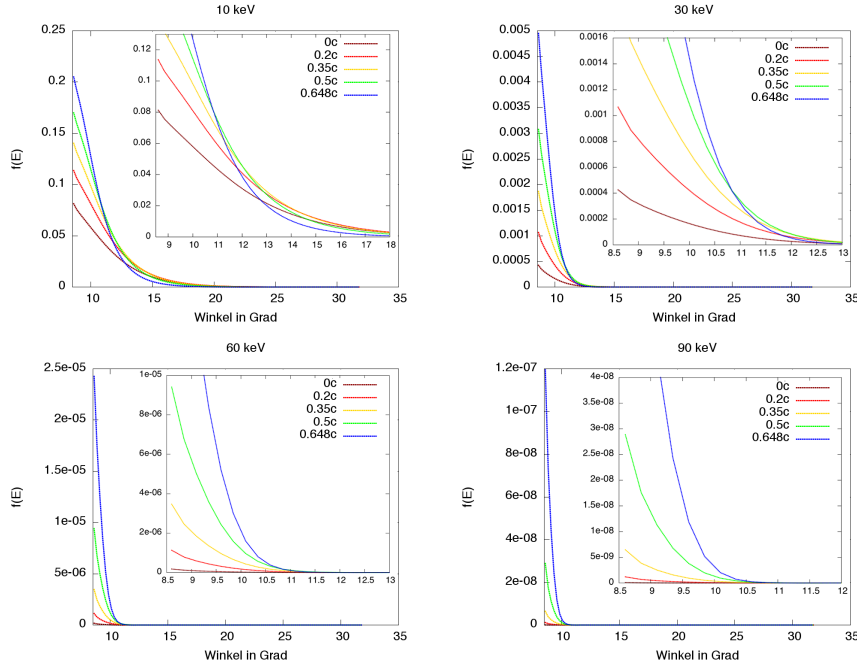


Abbildung 70: Darstellung der Halo-Emission für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Fallgeschwindigkeit $0c$ bis $0.648c$, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur: $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Photonenenergie 10 keV bis 90 keV

Für die vier Energien – 10, 30, 60 und 90 keV – ist die Abstrahlung des Halo für die größte Fallgeschwindigkeit am höchsten. Aus der Gegenüberstellung der verschiedenen Kurven bei gleichen Photonenenergien ist eindeutig zu erkennen, dass die Strahlungsintensität mit kleiner werdender Fallgeschwindigkeit abnimmt.

Wie bereits im letzten Absatz angesprochen, lässt sich bei der Photonenenergie 1 keV nicht eindeutig feststellen, bei welcher Fallgeschwindigkeit die Emission des Halo am stärksten ist. Von praktischer Bedeutung ist die Strahlungsdichte. Diese er-

gibt sich aus der Integration der Strahlungsintensität $I(E)$ über alle Richtungen

$$\begin{aligned} \int I(E) d\Omega &= \int E^3 f(E) d\Omega \\ &= \int E^3 f(E) 2\pi \sin(\alpha_{\text{CHI}}) d\alpha_{\text{CHI}} \end{aligned} \quad (6.8)$$

Da auch hier lediglich der Vergleich der Intensitäten bei gleicher Photonenenergie und unterschiedlicher Fallgeschwindigkeit von Interesse ist, lässt sich 6.8 etwas vereinfachen

$$\int I(E) d\Omega = A' \int f(E) \sin(\alpha_{\text{CHI}}) d\alpha_{\text{CHI}} \quad (6.9)$$

wobei A' für $2\pi R^2 E^3$ steht. Weil die ringförmige Ausdehnung des Halo um die Akkretionssäule sowie der Temperaturverlauf des Halo je nach Fallgeschwindigkeit variiert, wäre es für einen Vergleich sinnvoll, die gesamte von der Neutronensternoberfläche emittierte Strahlung des äußeren Halo je nach Fallgeschwindigkeit und bei konstanter Photonenenergie miteinander zu vergleichen. Hierzu wird die Photonenverteilungsfunktion $f(E)$, multipliziert mit $\sin(\alpha_{\text{CHI}})$, gegen den Winkel α_{CHI} aufgetragen (siehe Abbildungen 71 und 72). Eine Berechnung der Fläche, die durch die Koordinatenachsen sowie die Funktion $f(E) \sin(\alpha_{\text{CHI}})$ begrenzt wird, liefert das gewünschte Ergebnis: die emittierte Strahlung in Abhängigkeit von Temperatur und Größe des äußeren Halo.

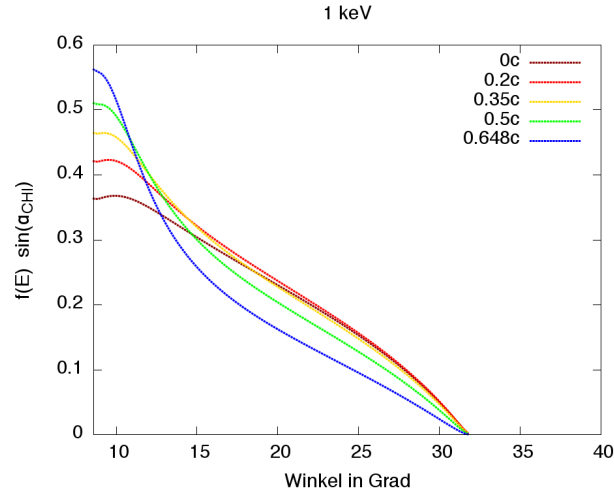


Abbildung 71: Darstellung der Funktion $f(E) \sin(\alpha_{\text{CHI}})$ für den äußeren Halo für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Fallgeschwindigkeit $0c$ bis $0.648c$, Zyklotronenergie $E_C = 59.5$ keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur: $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Photonenenergie 1 keV

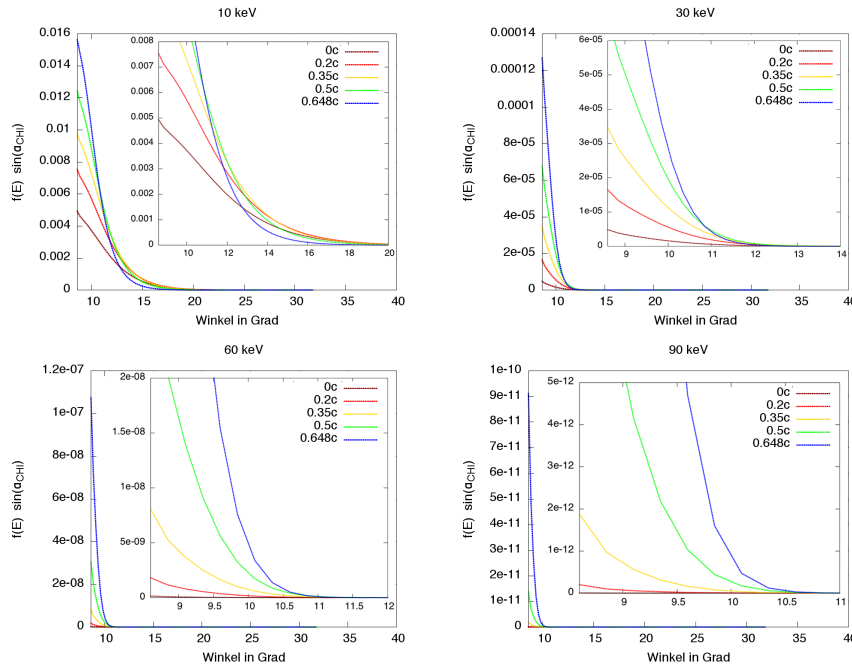


Abbildung 72: Darstellung der Funktion $f(E) \sin(\alpha_{\text{CHI}})$ für den äußeren Halo für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Fallgeschwindigkeit $0c$ bis $0.648c$, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur: $kT_0 = kT_i = 3.58$ keV, Photonenenergie 10 keV bis 90 keV

Eine numerische Integration zur Ermittlung des Flächeninhalts unterhalb der Kurven bei der Photonenenergie 1 keV liefert folgende Werte (siehe Tabelle 4), wobei beispielsweise die Bezeichnung $A_{0.5c}$ stellvertretend für den Flächeninhalt unterhalb des Kurvenverlaufs bei der Fallgeschwindigkeit $0.5c$ steht:

| FLÄCHE | WERT |
|--------------|---------|
| A_{0c} | 5.08395 |
| $A_{0.2c}$ | 5.42069 |
| $A_{0.35c}$ | 5.42643 |
| $A_{0.5c}$ | 5.16784 |
| $A_{0.648c}$ | 4.57661 |

Tabelle 4: Flächenberechnung für Photonenenergie 1 keV

Ruft man sich also noch einmal den Kurvenverlauf des äußeren Halo bei 1 keV in Erinnerung (Abbildung 73), so wird die Reihenfolge der Kurvenverläufe bei dieser Energie verständlich.

Auch die darauf folgende Interpretation bestätigt sich. So ist der äußere Halo für $0.648c$ zwar der heißeste, aber auch der am stärksten gebündelte, in Abbildung 73 zu erkennen an der Kurve mit dem niedrigsten Fluß. Vergleicht man die Werte für die Fallgeschwindigkeiten $0.5c$ und $0c$, so stellt man fest, dass diese nur sehr gering differieren. Das bedeutet, während der Halo für $0.5c$ heißer ist und stärker gebündelt als der Halo für $0c$, und der äußere Halo für $0c$ kühler aber dafür ausgedehnter ist, haben beide einen nahezu identischen Fluß bei 1 keV . Bei den Strahlungsbilanzen für die Fallgeschwindigkeiten von $0.2c$ und $0.35c$ sieht es sehr ähnlich aus. Betrachtet man die Strahlungscharakteristiken aus Abbildung 73 für diese beiden Fallgeschwindigkeiten, so sieht man, dass diese Kurven sich nahezu überdecken. Dies zeigen auch die Werte aus Tabelle 4. Das bedeutet, trotz der Unterschiede in Temperatur und Ausdehnung des äußeren Halo, ist der Fluß für diese beiden Fallgeschwindigkeiten nahezu identisch.

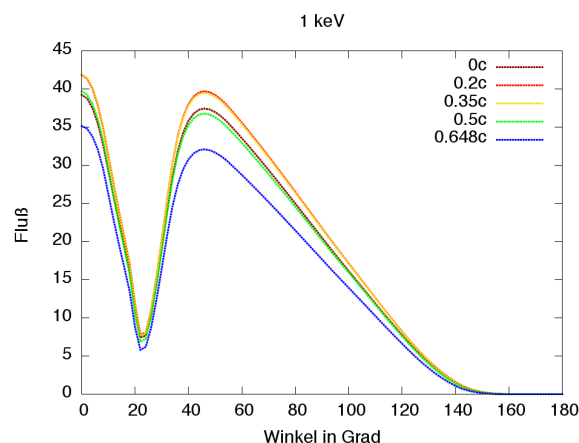


Abbildung 73: Darstellung der Strahlungskomponente Halo außen für 1 keV , entsprechend oberen Bild aus Abbildung 64

Betrachtet man noch einmal die Reihenfolge der Kurven aus Abbildung 73, so wäre es interessant zu sehen, bis zu welcher Fallgeschwindigkeit der Fluß zunimmt und ab welcher er wieder abnimmt. Um das zu ermitteln, wurden noch weitere Fallgeschwindigkeiten zu den Kurven aus Abbildung 73 hinzugefügt und der Winkelbereich zwischen 42 und 50 Grad stark vergrößert. Zu sehen ist das Resultat in Abbildung 74, wobei das obere Bild die Vergrößerung darstellt und im unteren der vergrößerte Bereich durch ein Rechteck gekennzeichnet wurde. In der vergrößerten Darstellung erkennt man deutlich, dass der Fluß bis zur Fallgeschwindigkeit $0.26c$ zunimmt.

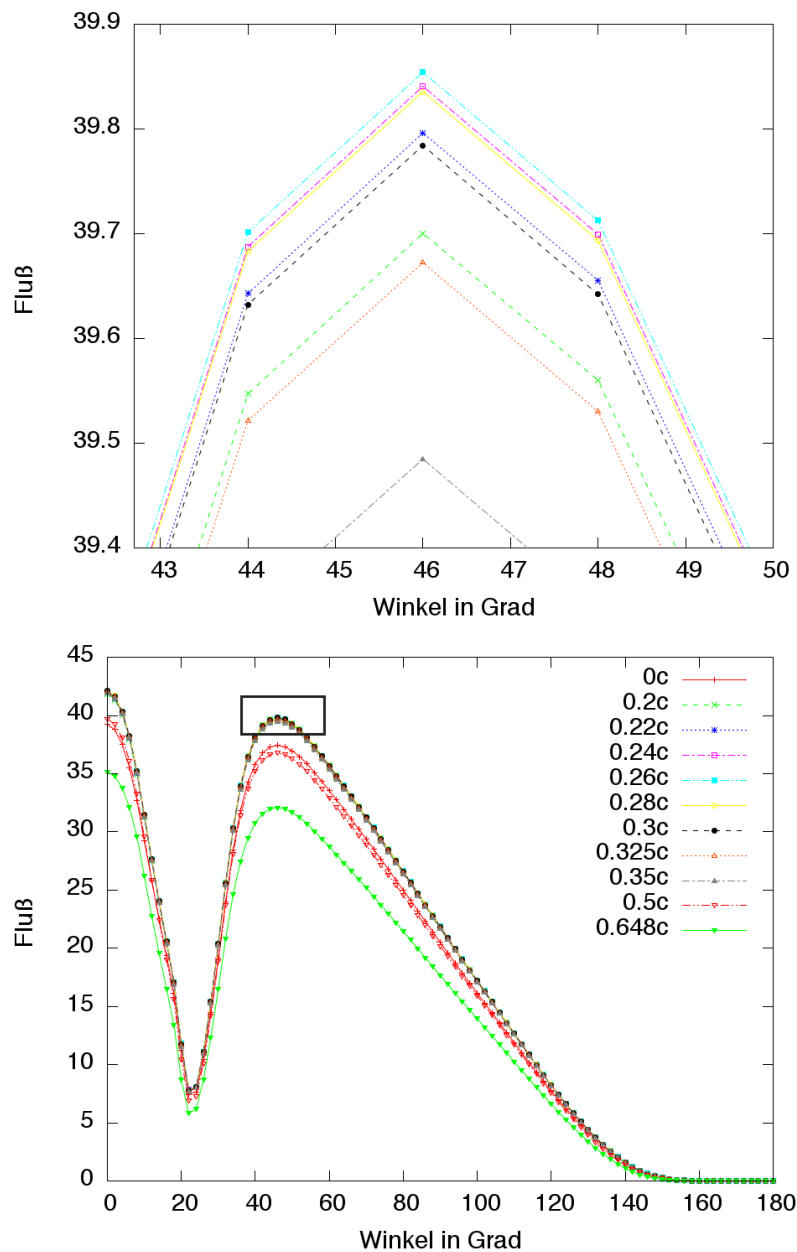


Abbildung 74: Darstellung der Strahlungskomponente Halo außen mit den Parametern aus Abbildung 73. Bild oben: Vergrößerung des eingerahmten Bereichs aus Bild unten

Ab 0.26c kehrt sich die Reihenfolge um, und der Fluß nimmt wieder ab. Wendet man die Erkenntnis aus diesem Vergleich auf die Reihenfolge der Kurven aus Abbildung 73 an, so sieht man, dass zum Beispiel die Kurve für 0.2c zu den Kurven gehört, deren Fluß noch ansteigt, während der Fluß für den Kurvenverlauf für 0.35c bereits abnimmt.

Reprozessierung

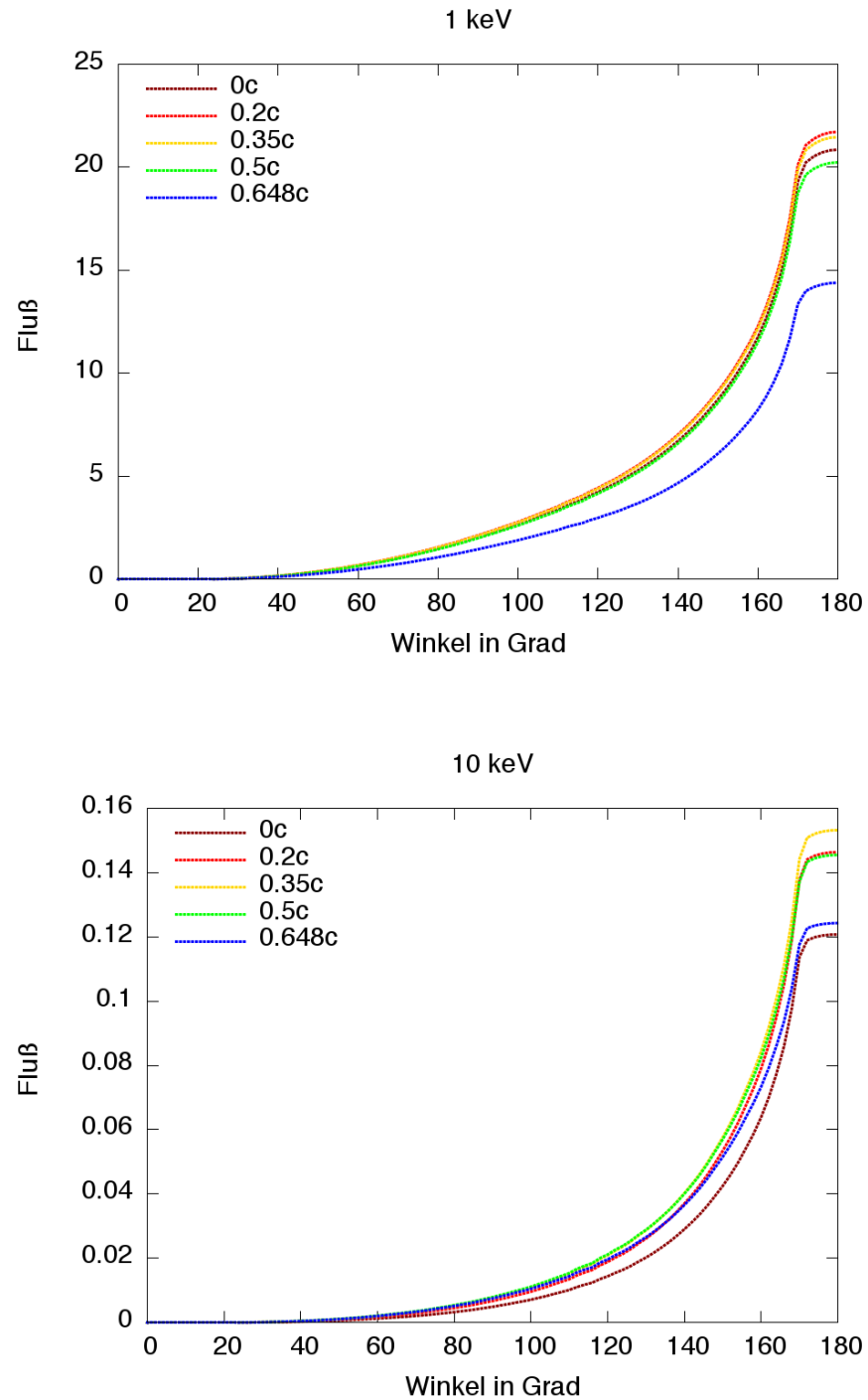


Abbildung 75: Darstellung der Strahlungskomponente Reprozessierung für eine Hohl säule mit folgenden Parametern: Fallgeschwindigkeit $0c$ bis $0.648c$, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur: $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Photonenenergie 1 keV (Bild oben), 10 keV (Bild unten)

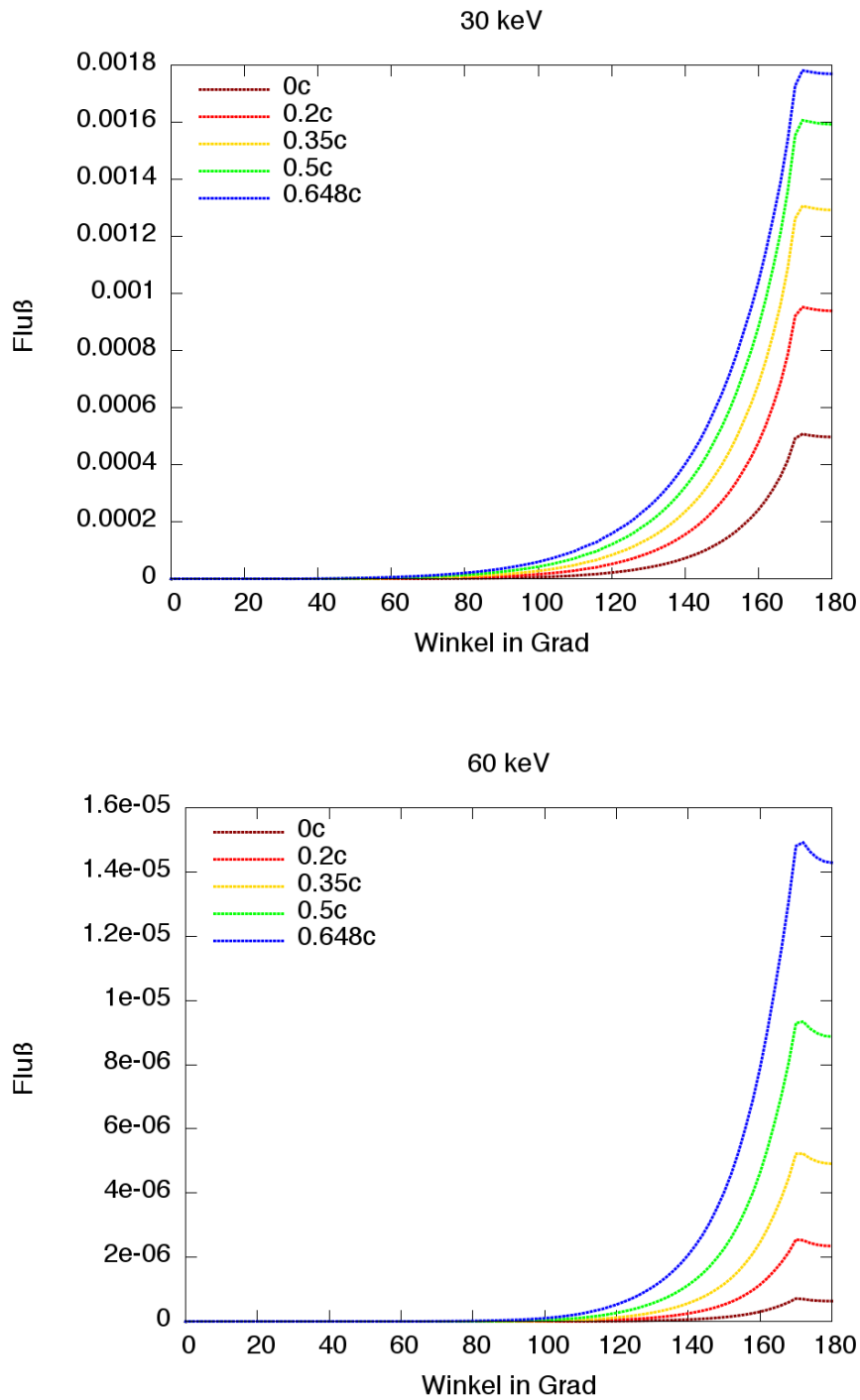


Abbildung 76: Darstellung der Strahlungskomponente Reprozessierung für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Fallgeschwindigkeit 0c bis 0.648c, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur: $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Photonenenergie 30 keV (Bild oben), 60 keV (Bild unten)

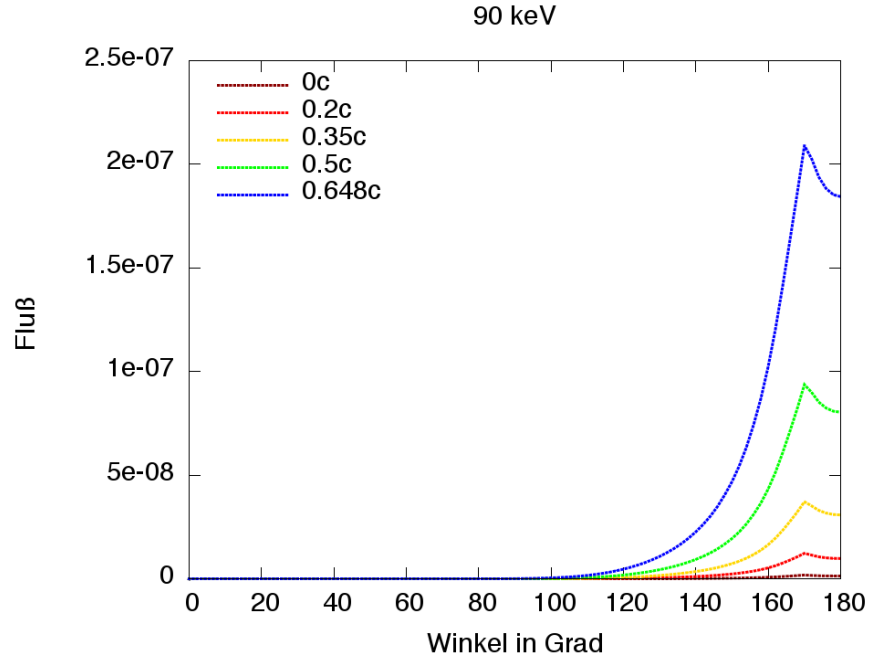


Abbildung 77: Darstellung der Strahlungskomponente Reprozessierung für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Fallgeschwindigkeit 0c bis 0.648c, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur: $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Photonenenergie 90 keV

Die Strahlungskomponente Reprozessierung weist ähnliche Auffälligkeiten wie Halo außen auf (siehe Abbildungen 75 bis 77), allerdings entspricht der höchste Maximalwert erst ab 30 keV der größten Fallgeschwindigkeit. Bei den Energien 1 bis 10 keV wird der Fluß der reprozessierten Strahlung von der Photonenenergie beeinflusst. Dies liegt an der emittierten Strahlung des äußeren Halo, die zum Teil in den Akkretionsstrom gelangt und dort am herabfallenden Plasma gestreut wird. So war zum Beispiel bei 1 keV der äußere Halo für die Fallgeschwindigkeiten 0.35c und 0.2c am intensivsten, diese Reihenfolge entspricht ebenfalls den Kurvenverläufen der Reprozessierung. Eine leichte Abnahme des Flusses zeigen die Kurven der Reprozessierung für 0.5c und 0c, entsprechend der Reihenfolge der Kurven für Halo außen. Allerdings liegt hier die Kurve für 0c über der für 0.5c. Eine Erklärung hierfür wäre, unter Berücksichtigung der Ergebnisse zur Untersuchung der Reihenfolge des äußeren

Halo, dass der größte Teil der Strahlung des äußeren Halo, der bei der Fallgeschwindigkeit $0c$ emittiert wurde, in den oberen Akkretionsstrom gelangt, dort gestreut wird und die Säule wieder verlässt, während der Anteil der Strahlung für $0.5c$, der den oberen Akkretionsstrom erreicht, etwas geringer ist. Den geringsten Fluß weist die Kurve mit der höchsten Geschwindigkeit auf, genauso wie es beim Halo außen beobachtet wurde. Die Strahlungscharakteristiken für die Photonenenergie von 10 keV zeigen, dass der Einfluss der Fallgeschwindigkeit des Plasmas langsam an Bedeutung gewinnt. Sehr anschaulich ist dies in der Reihenfolge der Kurven zu sehen. Während bei 1 keV jeweils die Verläufe für $0.2c$ und $0.35c$ sowie $0c$ und $0.5c$ fast identisch waren, liegt bei 10 keV die Kurve mit der höheren Fallgeschwindigkeit deutlich darüber.

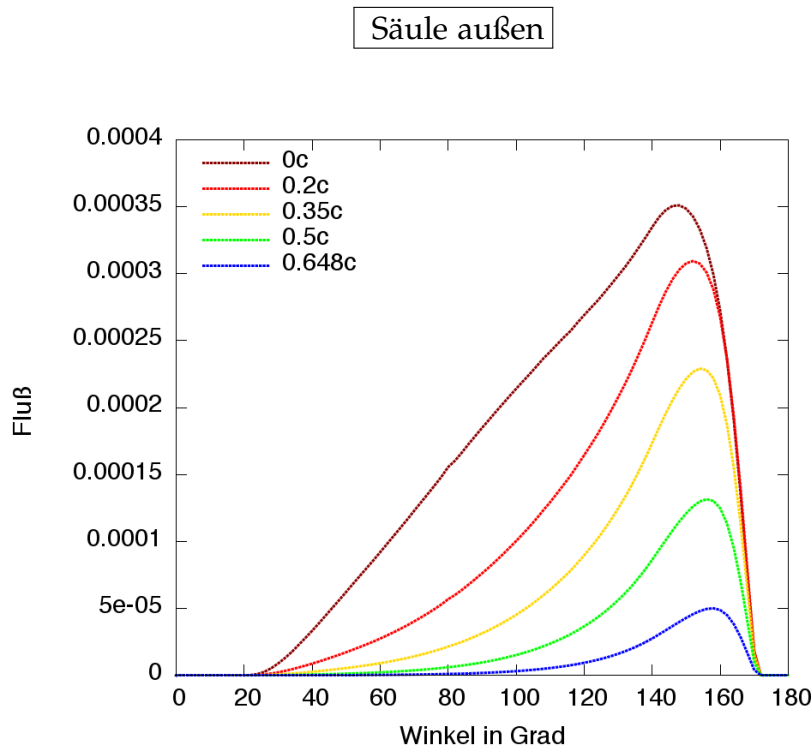


Abbildung 78: Darstellung der Strahlungskomponente Säule außen für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Fallgeschwindigkeit $0c$ bis $0.648c$, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV , $\alpha_0 = 0.15\text{ rad}$, $\alpha_i = 0.09\text{ rad}$, Temperatur: $kT_o = kT_i = 3.58\text{ keV}$, Photonenenergie 30 keV

Der Vergleich der Strahlungskomponente Säule außen in Abhängigkeit der Photonenenergie zeigt für alle Energien das glei-

che Muster. Aus diesem Grund wird nur das Ergebnis des Vergleichs für die Energie 30 keV in Abbildung 78 präsentiert, wobei die Fallgeschwindigkeiten variiert werden. Hier ist deutlich zu sehen, dass der Strahlungsfluß mit steigender Fallgeschwindigkeit abnimmt, entsprechend den theoretischen Vorüberlegungen und den Ergebnissen aus Kapitel 6.2.1.

Mit zunehmender Fallgeschwindigkeit verändert sich die Richtung der emittierten Strahlung. Bei niedrigen Geschwindigkeiten entweicht mehr Strahlung aus der Säule (höherer Fluß), nur ein Teil erreicht die Neutronensternoberfläche.

Bei höheren Geschwindigkeiten strahlt die Akkretionssäule bevorzugt zur Neutronensternoberfläche, was sich in einem niedrigeren Fluß für die Säule und einem höheren Fluß für Halo und Reprozessierung widerspiegelt.

6.2.3 *Vergleich der Fallgeschwindigkeiten bei variierender Säulenbreite*

Zum Schluss soll noch der Zusammenhang zwischen Fallgeschwindigkeit und Säulenbreite untersucht werden. Hierfür wurden drei Säulen ausgewählt, wie bereits am Anfang des Kapitels 6.2 näher erläutert wurde. Das Säulenmodell 1 entspricht der breiten Säule mit dem Außenwinkel $\alpha_o = 0.25$ rad und einer Wanddicke von 0.06 rad. Die zweite Säule hat die gleiche Wandstärke, ist allerdings etwas schmaler mit einem äußeren Öffnungswinkel von 0.15 rad. Bei der Auswertung der Simulationsrechnungen entspricht Säule 3 einer Vollsäule der Breite 0.15 rad. Für die Analyse der Rechnung wurden zwei Photonenenergien ausgewählt: 10 keV und 60 keV.

Ein Vergleich der Kurvenverläufe untereinander zeigt, was man bereits erwartet hat: die Unterschiede zwischen den Kurvenverläufen bei gleicher Photonenenergie und Fallgeschwindigkeit entstehen aufgrund unterschiedlicher Wanddicken. Der Kurvenverlauf aller drei Säulen unterscheidet sich im mittleren Winkelbereich kaum. Beim Blick von oben in die hohle Säule, also bei kleineren Winkeln, wird der Strahlungsfluß allein durch die Komponente Halo innen bestimmt. Bei der breiteren Säule (Säule 1) ist der innere Halo strahlungsintensiver als bei der schmaleren Säule (Säule 2). Wie erwartet, wird bei der Vollsäule kein

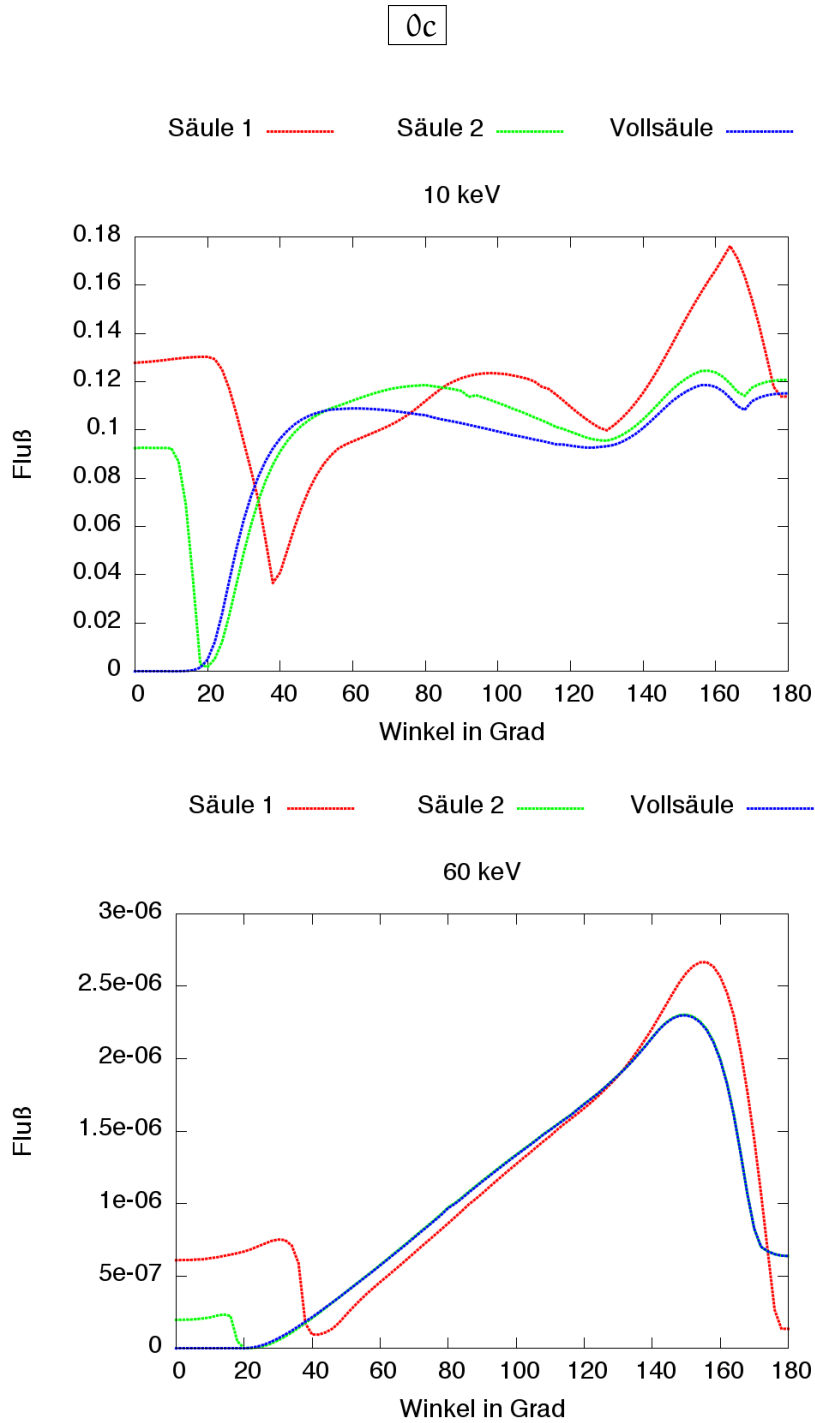


Abbildung 79: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Photonenenergie 10 keV (Bild oben)/ 60 keV (Bild unten), Fallgeschwindigkeit $0c$, Säule 1 (S_1): $\alpha_0 = 0.25$ rad, $\alpha_i = 0.19$ rad/ Säule 2 (S_2): $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad/ Säule 3 (S_3): $\alpha_0 = 0.15$ rad, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, Temperatur: $kT_o = kT_i = 3.15$ keV (S_1)/ $kT_o = kT_i = 3.58$ keV (S_2, S_3)

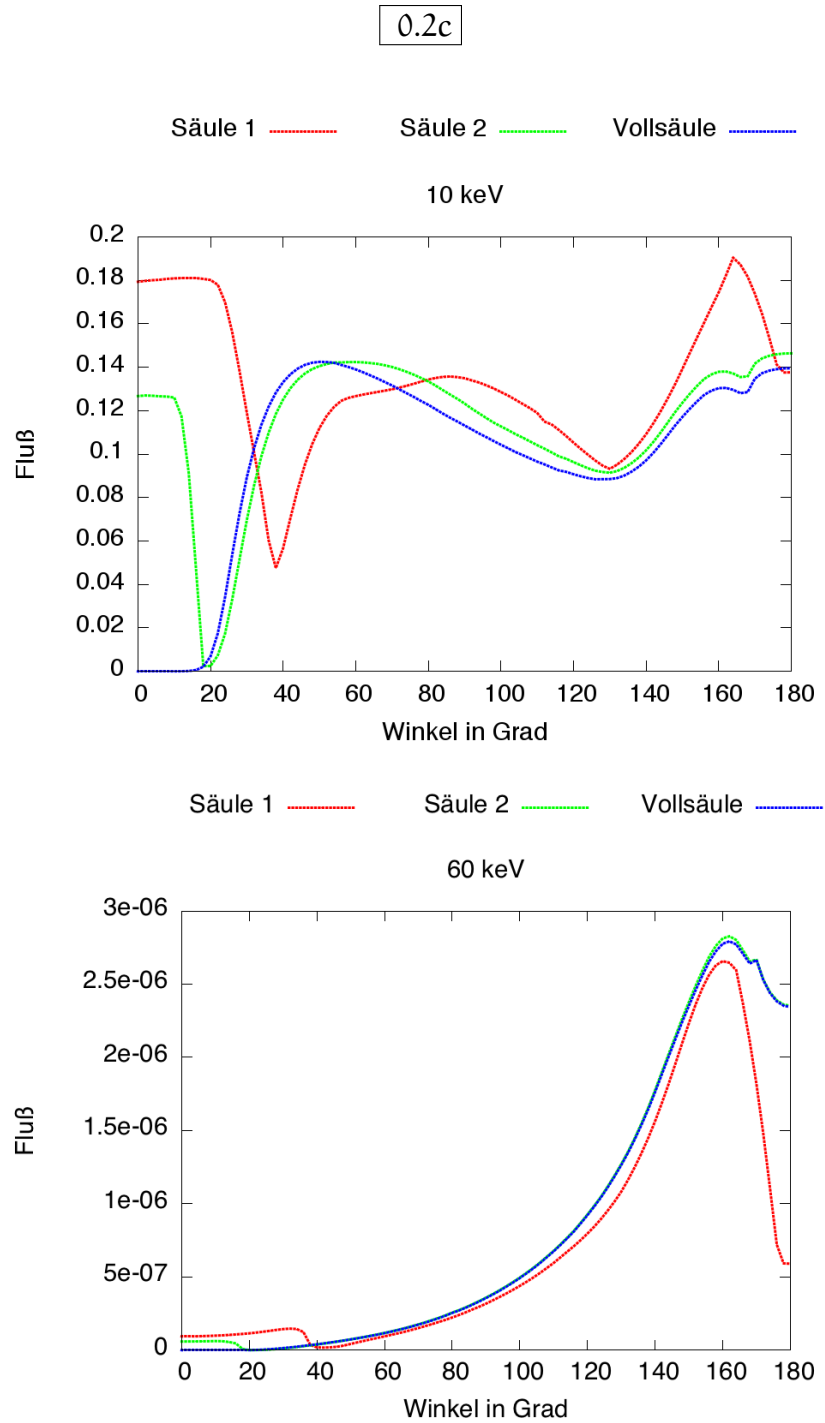


Abbildung 80: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Photonenenergie 10 keV (Bild oben)/ 60 keV (Bild unten), Fallgeschwindigkeit 0.2c, Säule 1 (S₁): $\alpha_0 = 0.25$ rad, $\alpha_i = 0.19$ rad/ Säule 2 (S₂): $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad/ Säule 3 (S₃): $\alpha_0 = 0.15$ rad, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, Temperatur: $kT_o = kT_i = 3.15$ keV (S₁)/ $kT_o = kT_i = 3.58$ keV (S₂, S₃)

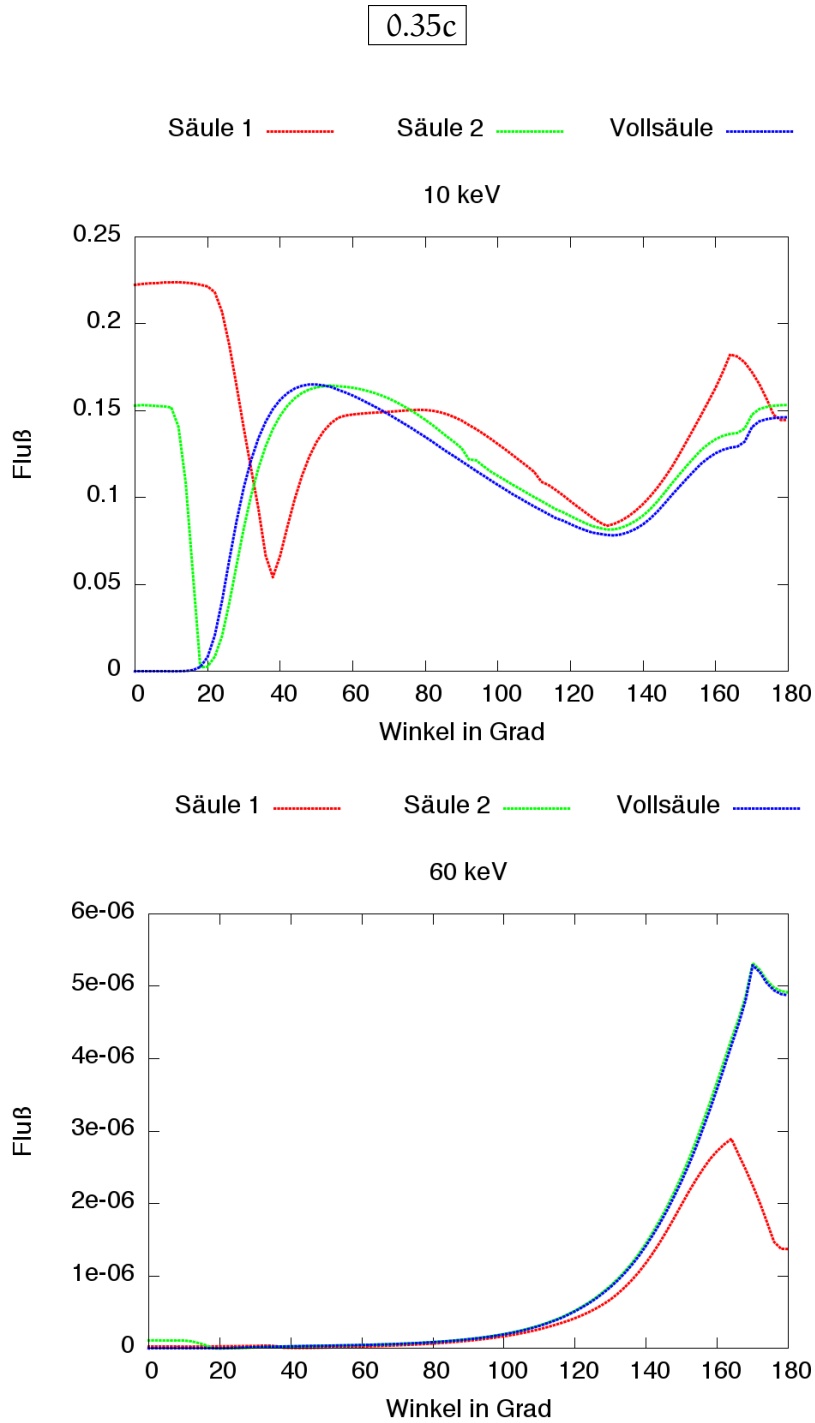


Abbildung 81: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Photonenenergie 10 keV (Bild oben)/ 60 keV (Bild unten), Fallgeschwindigkeit $0.2c$, Säule 1 (S_1): $\alpha_0 = 0.25$ rad, $\alpha_i = 0.19$ rad/ Säule 2 (S_2): $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad/ Säule 3 (S_3): $\alpha_0 = 0.15$ rad, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, Temperatur: $kT_o = kT_i = 3.15$ keV (S_1)/ $kT_o = kT_i = 3.58$ keV (S_2, S_3)

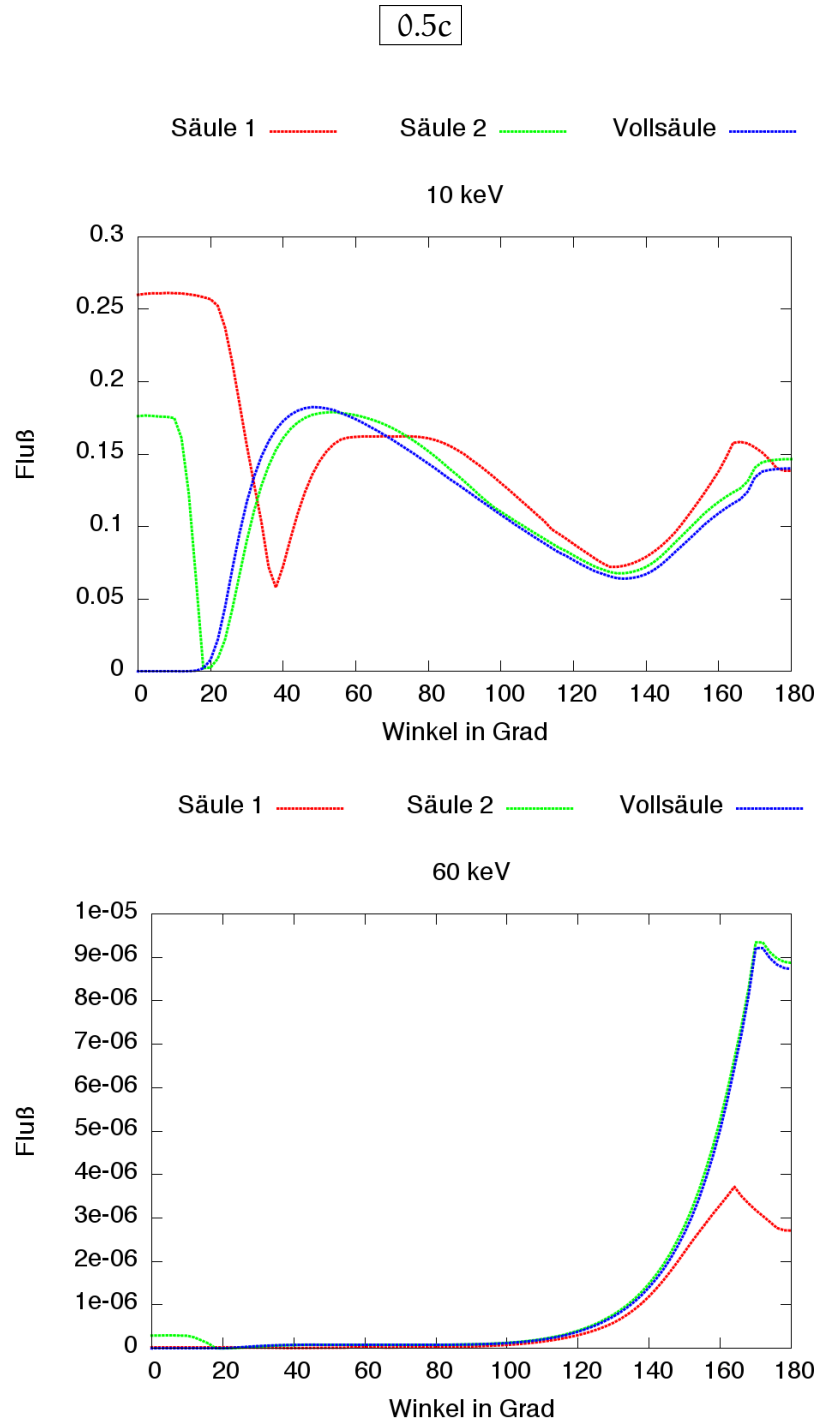


Abbildung 82: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Photonenenergie 10 keV (Bild oben)/ 60 keV (Bild unten), Fallgeschwindigkeit 0.5c, Säule 1 (S₁): $\alpha_0 = 0.25$ rad, $\alpha_i = 0.19$ rad/ Säule 2 (S₂): $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad/ Säule 3 (S₃): $\alpha_0 = 0.15$ rad, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, Temperatur: $kT_o = kT_i = 3.15$ keV (S₁)/ $kT_o = kT_i = 3.58$ keV (S₂, S₃)

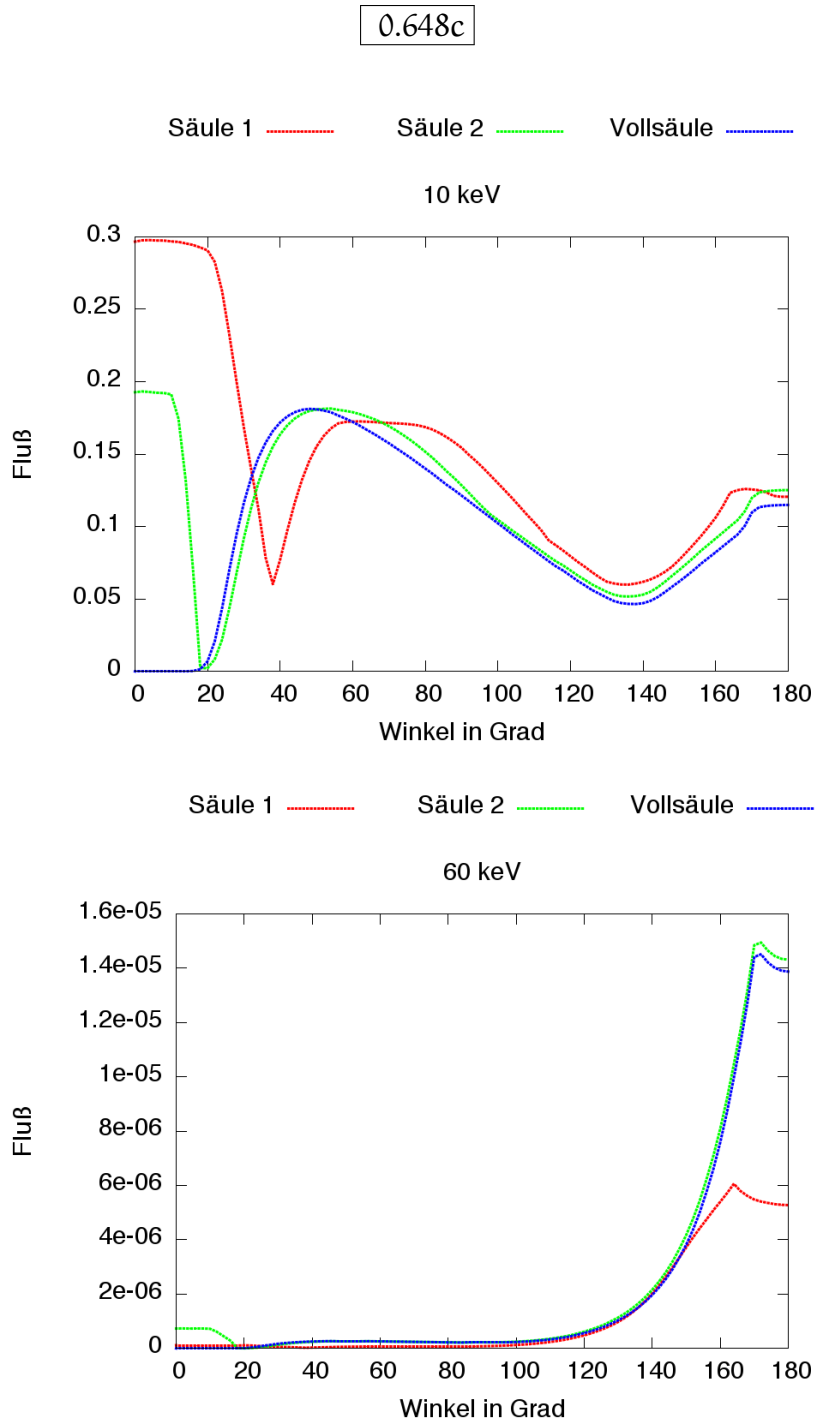


Abbildung 83: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Photonenenergie 10 keV (Bild oben)/ 60 keV (Bild unten), Fallgeschwindigkeit 0.648c, Säule 1 (S₁): $\alpha_0 = 0.25$ rad, $\alpha_i = 0.19$ rad/ Säule 2 (S₂): $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad/ Säule 3 (S₃): $\alpha_0 = 0.15$ rad, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, Temperatur: $kT_o = kT_i = 3.15$ keV (S₁)/ $kT_o = kT_i = 3.58$ keV (S₂, S₃)

Fluß gemessen, da keine Strahlung nach oben aus der Säule austreten kann.

Die Verschiebung des Minimums bei Säule 2 ist allein auf die veränderte Geometrie zurückzuführen. Bei großen Winkeln gibt es ebenfalls einen Unterschied zwischen den verschiedenen Säulenmodellen. Der Kurvenverlauf für die schmalere Säule (Säule 2) und die Vollsäule ist für alle Fallgeschwindigkeiten nahezu identisch. Den einzigen Unterschied macht der Verlauf der Kurve für Halo innen aus, da die Strahlung des Halo aus dem inneren Bereich der Säule nur bei der schmalen Säule möglich ist. Ein Vergleich der breiten (Säulenmodell 1) und der schmalen Säule (Säulenmodell 2) zeigt, dass die hier beobachteten Unterschiede auf die verschiedenen Säulenbreiten zurückzuführen sind. Der Kurvenverlauf bis zum ersten Minimum zeigt die unterschiedlichen Säulenbreiten deutlich auf. Die schmalere Säule hat ihr Minimum, entstanden durch den Blick auf die Säulenwand von oben, bereits bei ca. 20 Grad, während die breitere Säule erst bei ca. 40 Grad undurchsichtiger wird. Auch im weiteren Verlauf ist die breitere Säule deutlich zu erkennen, vor allem bei 10 keV. Denn während bei Säule 2 die Strahlungskomponenten Halo innen und Säule innen wenig Einfluss auf den Kurvenverlauf nehmen, beeinflussen diese den Verlauf der breiten Säule viel deutlicher. Bei großen Winkeln gibt es ebenfalls einen Unterschied. So bestimmt bei Säule 1 die Strahlung der äußeren Säulenwand und die der Reprozessierung den Kurvenverlauf. Bei der schmalen Säule spielt zwar der Verlauf der Strahlungskomponente Säule außen noch eine Rolle, allerdings wird der Gesamtkurvenverlauf eher durch die Strahlung der Reprozessierung bestimmt (vgl. Abbildung 84).

6.3 ZUSAMMENFASSUNG UND DISKUSSION

Die Ergebnisse der in diesem Kapitel präsentierten Simulationsrechnungen demonstrieren, wie sich die Änderung der Fallgeschwindigkeit auf die Strahlungsbilanzen auswirkt. So zeigt der Gesamtkurvenverlauf für die Fallgeschwindigkeit von $0c$, dass die Strahlung der äußeren Säulenwand stark dominiert. Sehr deutlich ist zu sehen, wie sensibel die Strahlung des äußeren Halo auf eine Änderung der Geschwindigkeit des fallenden Plasmas reagiert. Mit steigender Fallgeschwindigkeit bzw. mit größer werdender Geschwindigkeitsdifferenz zwischen den beiden Bezugssystemen gewinnt für kleine Photonenenergien die

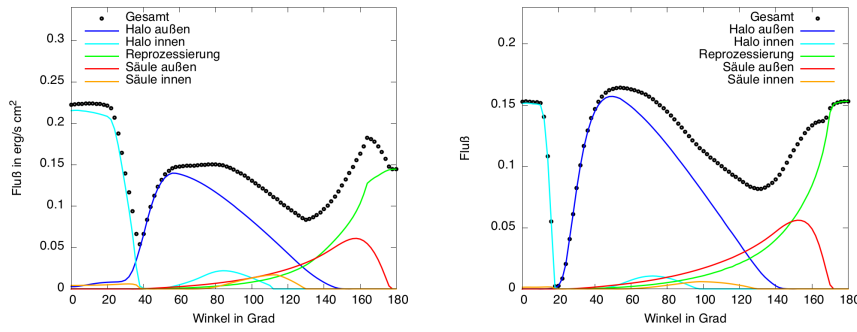


Abbildung 84: Darstellung der Gesamtstrahlung sowie ihrer Komponenten für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Bild links (Säule 1): $\alpha_0 = 0.25$ rad, $\alpha_i = 0.19$ rad, Bild rechts (Säule 2): $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad Fallgeschwindigkeit $0.35c$, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, Temperatur: $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Photonenenergie 10 keV

Strahlung des Halo und für größere Energien die der Reprozessierung an Bedeutung.

Weiterhin kann auch ein Zusammenhang zwischen dem Halo außerhalb des Akkretionsstroms, der Strahlungsstärke der reprozessierten Strahlung und der Fallgeschwindigkeit festgestellt werden. So beeinflusst die Geschwindigkeit des herabstürzenden Plasmas die Stärke der Bündelung der aus der Akkretionssäule emittierten Strahlung und somit auch die Ausdehnung sowie die Strahlungsintensität des äußeren Halo. Der äußere Halo beeinflusst wiederum, wie viel Röntgenstrahlung in den oberen Akkretionsstrom gelangt und anschließend am fallenden Plasma gestreut wird.

Ein Vergleich geometrisch unterschiedlicher Akkretionssäulen, wobei eine breite Säule (Säule 1), eine schmale Säule (Säule 2) und eine Vollsäule (Säule 3) betrachtet wurden, bei konstanter Photonenenergie und Fallgeschwindigkeit, zeigt, dass die sich ergebenden Abweichungen der Kurven auf die unterschiedlichen Geometrien zurückzuführen sind. So lässt sich bei der breiten Säule viel mehr Strahlung von der inneren Säulenwand sowie dem inneren Halo messen, während deren Einfluss mit abnehmender Säulenbreite geringer wird und verständlicherweise bei der Vollsäule gar nicht zu beobachten ist.

STUDIE ZUR GEOMETRIE DER AKKRETIONSSÄULE

Aufgrund des starken Magnetfeldes und der Ionisation (vgl. Kapitel 3.4 und 4) bewegt sich Materie auf die Neutronensternoberfläche entlang der magnetischen Feldlinien zu. Ein wichtiger Faktor, der den Verlauf der Emissionscharakteristiken beeinflussen kann, ist die geometrische Form der durch die Magnetfeldlinien gebildeten Akkretionssäule.

Während sich aus den Beobachtungen die Wanddicke und Säulenbreite noch nicht ermitteln lassen, kann aus den theoretischen Überlegungen die Säulenbreite etwas eingegrenzt werden: $\alpha_o \approx 0.01 - 0.3$ (Frank et al. [22]). Eine genauere Untersuchung dieser Parameter sowie deren Einfluss auf den Verlauf der Emissionscharakteristik könnte bei der Analyse der beobachteten Daten hilfreich sein. Ändert man die Säulenbreite (Parameter α_o), so erwartet man, dass eine breitere Säule vor allem die Strahlungscharakteristik der Komponenten Halo und Säule außen beeinflusst. Hier müsste der gemessene Fluß mit der Breite der Akkretionssäule abnehmen. Variiert man hingegen die Wanddicke, so müsste man dies nicht nur im Kurvenverlauf der Strahlungskomponenten Säule innen und Halo innen beobachten können, sondern auch an der Lage des ersten Minimums in der Gesamtstrahlungscharakteristik.

7.1 ERGEBNISSE DER SIMULATIONSRECHNUNGEN

Dieser Abschnitt präsentiert die Ergebnisse der Simulationsrechnungen zur Auswirkung der Veränderung der Säulenbreite und Wandstärke auf den Verlauf der Strahlungscharakteristik (siehe auch Abbildung 85).

Zur Untersuchung der Säulenbreite wurden insgesamt fünf verschiedene Säulenmodelle betrachtet: Säule 1 mit dem äußeren Öffnungswinkel $\alpha_o = 0.4$ rad, Säule 2 und 3 mit $\alpha_o = 0.325$ und 0.25 rad, Säule 4 hat eine Breite von $\alpha_o = 0.15$ rad und Säule 5 von $\alpha_o = 0.07$ rad. Die Wanddicke ($\alpha_o - \alpha_i$) variiert zwischen 0.06 rad, 0.02 rad und der Vollsäule. Entsprechend der Geo-

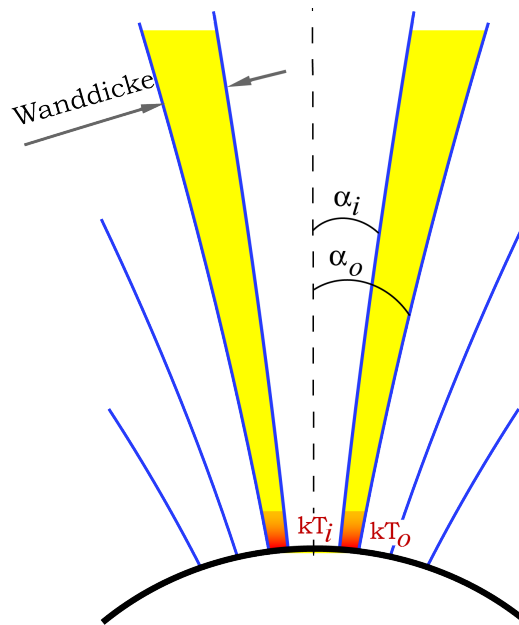


Abbildung 85: Modellparameter, demonstriert anhand einer hohlen Akkretionssäule

metrie ändern sich ebenfalls die Dichte an der Sternoberfläche und die Temperatur der Säule außerhalb (kT_o) und innerhalb (kT_i). Die Leuchtkraft wurde bei allen in diesem Kapitel durchgeführten Rechnungen konstant bei $1.09 \cdot 10^{30}$ W gehalten. Zur besseren Übersicht werden alle in dieser Simulation wichtigen Parameter tabellarisch in Anhang C aufgelistet.

7.1.1 Variation der Säulenbreite bei konstanter Wanddicke

Die Strahlungscharakteristiken aus den Abbildungen 86 bis 88 zeigen, wie sich die Gesamtstrahlung bei variierender Säulenbreite α_o und konstant gehaltener Wanddicke ändert. Für diese Rechnungen wurde die Wanddicke auf 0.06 rad festgelegt. Interessant ist zu sehen, wie stark sich die Änderung der Säulenbreite auf die Kurvenverläufe auswirkt, vor allem bei den Photonenenergien 1 bis 30 keV.

Untersucht man die Strahlungscharakteristiken bei 1 keV genauer, so fällt zunächst auf, dass das erste Minimum sich mit steigender Breite der Säule zu den größeren Winkeln verschiebt. Wie bereits bei der Präsentation der Ergebnisse im vorherigen Kapitel erwähnt, entsteht dieses Minimum beim Blick auf die Säulenwand von oben. Da die Säulenwand nach oben nicht strahlt, zeigt sich dies als ein Minimum in der Strahlungscharakteristik.

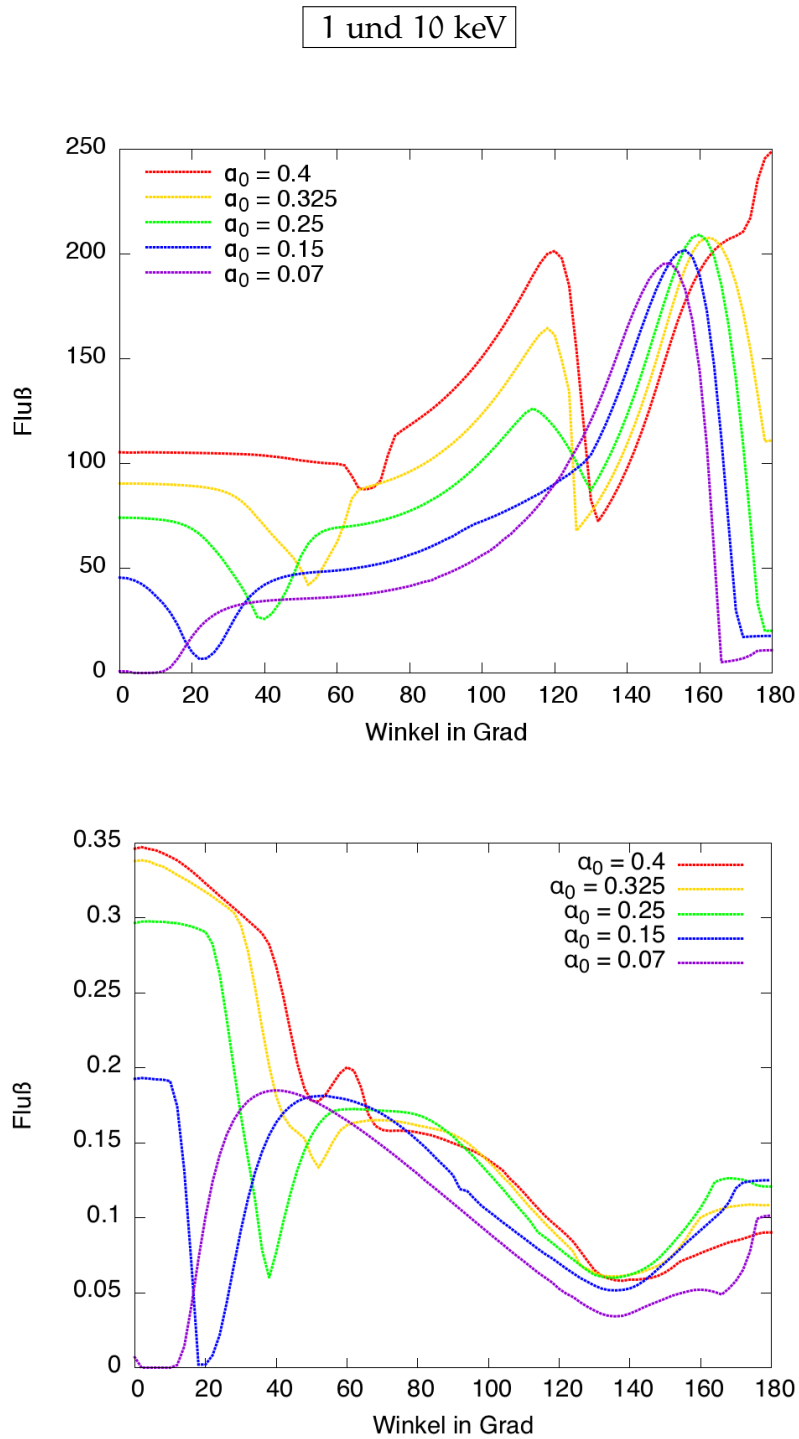


Abbildung 86: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohl-
säule mit folgenden Parametern: Säulenbreite
0.4/0.325/0.25/0.07 rad, Wanddicke 0.06 rad, Pho-
tonenenergie 1 keV (Bild oben)/10 keV (Bild unten),
Fallgeschwindigkeit $0.648c$, Zyklotronenergie E_C 59.5
keV

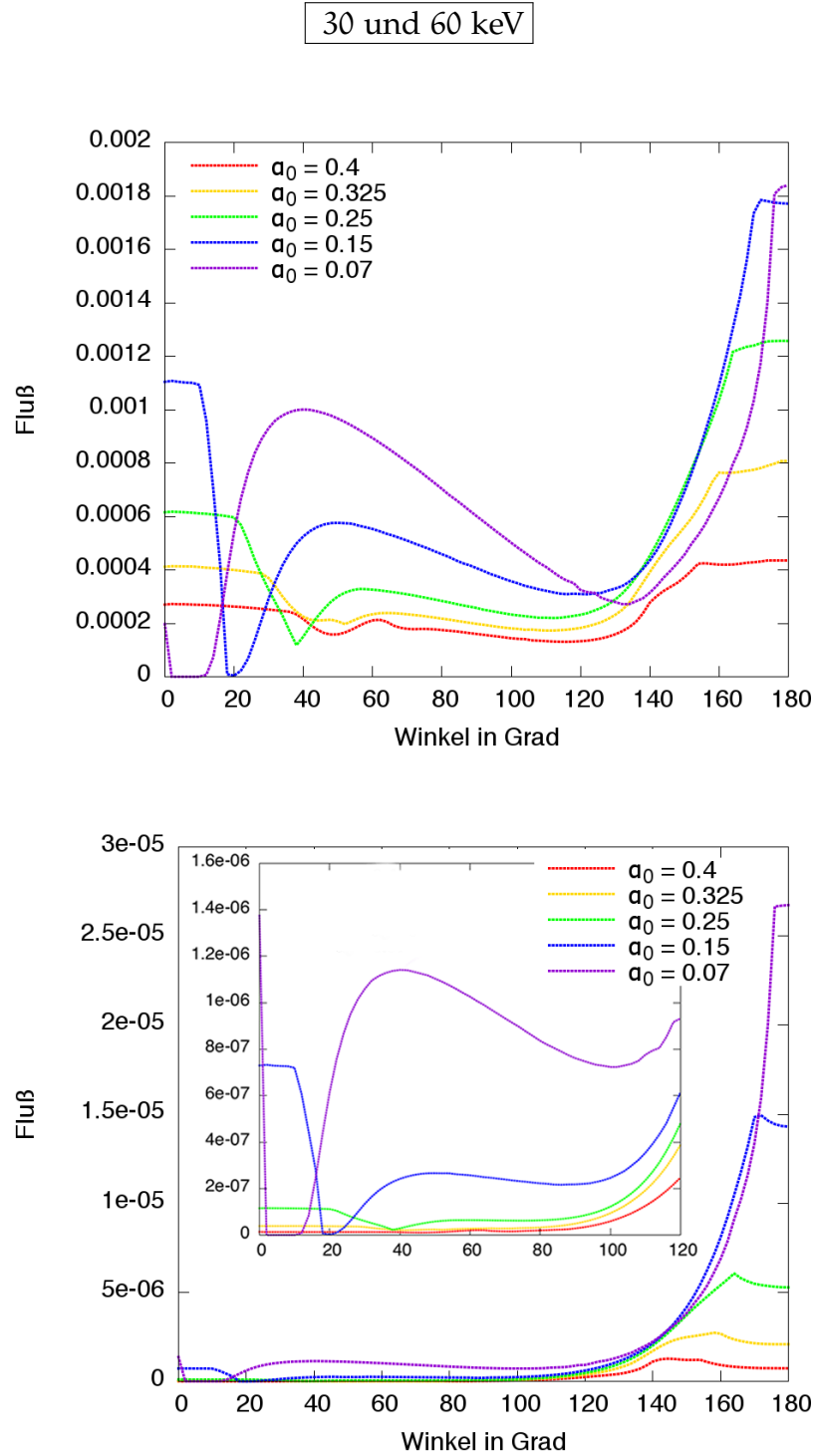


Abbildung 87: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohl-säule mit folgenden Parametern: Säulenbreite 0.4/0.325/0.25/0.07 rad, Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 30 keV (Bild oben)/60 keV (Bild unten), Fallgeschwindigkeit 0.648c, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

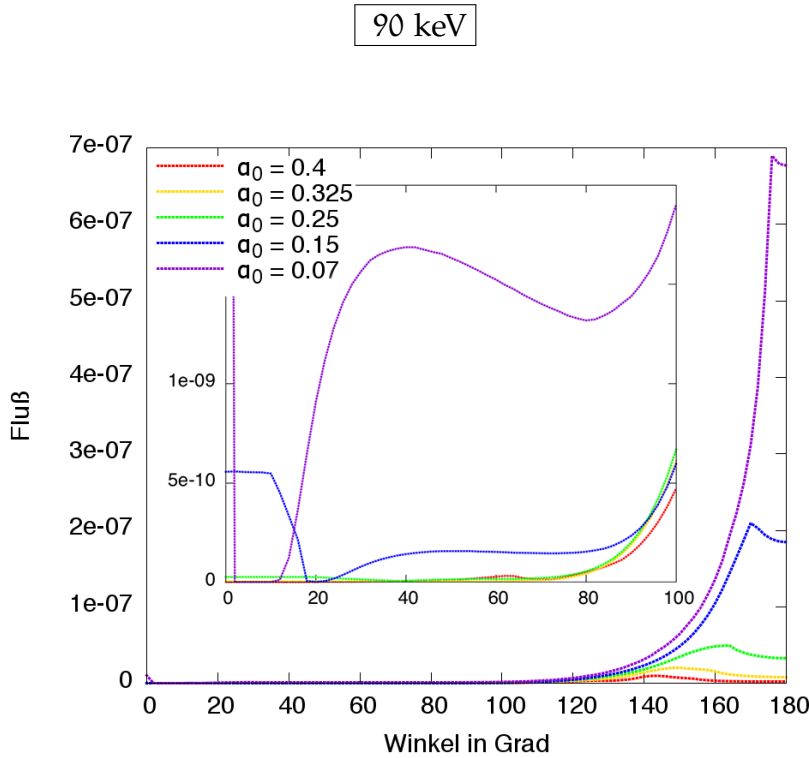


Abbildung 88: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohl säule mit folgenden Parametern: Säulenbreite 0.4/0.325/0.25/0.07 rad, Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 1 keV (Bild oben)/10 keV (Bild unten), Fallgeschwindigkeit $0.648c$, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

Nur die dünnste Säule mit einem Öffnungswinkel von 0.07 rad zeigt kein Minimum. Der Grund hierfür wird klar, wenn man die komponentenweise Darstellung aus Abbildung 89 betrachtet. Hier wurden zum Vergleich zwei verschiedene Säulenbreiten gegenübergestellt: Säulenmodell 1 ($\alpha_o = 0.4$ rad) und Säulenmodell 5 ($\alpha_o = 0.07$ rad). So wird bei der Säule mit $\alpha_o = 0.4$ rad der Gesamtkurvenverlauf bei kleineren Winkeln nicht nur durch die Strahlungskomponenten Halo außen und innen beeinflusst, wie es zum Beispiel bei der Säule mit einem Öffnungswinkel von 0.15 rad zu sehen ist (Kapitel 6, Abbildung 58, Bild unten), sondern auch durch die emittierte Strahlung der Säule im inneren Bereich, wobei diese Komponente eine der dominierenden ist. Die schmalste Säule verhält sich bei dieser Photonenenergie ähnlich der Vollsäule mit gleichem Öffnungswinkel. Erklären lässt sich dieses Verhalten mit der Geometrie der schmalsten Säule.

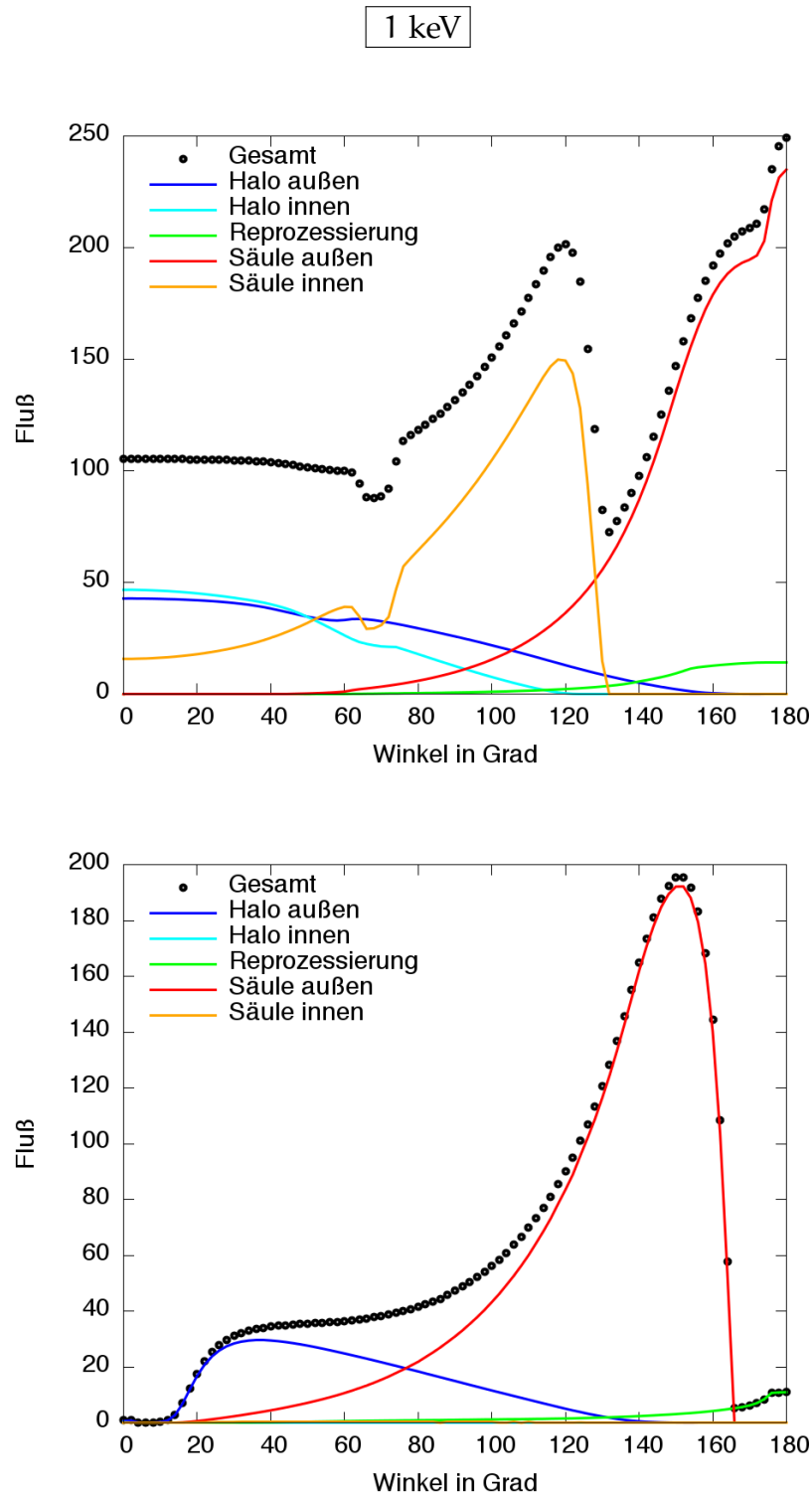


Abbildung 89: Darstellung der Gesamtstrahlung sowie ihrer Komponenten für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Säulenbreite 0.4 rad (Bild oben)/ 0.07 rad (Bild unten), Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 1 keV, Fallgeschwindigkeit 0.648c, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

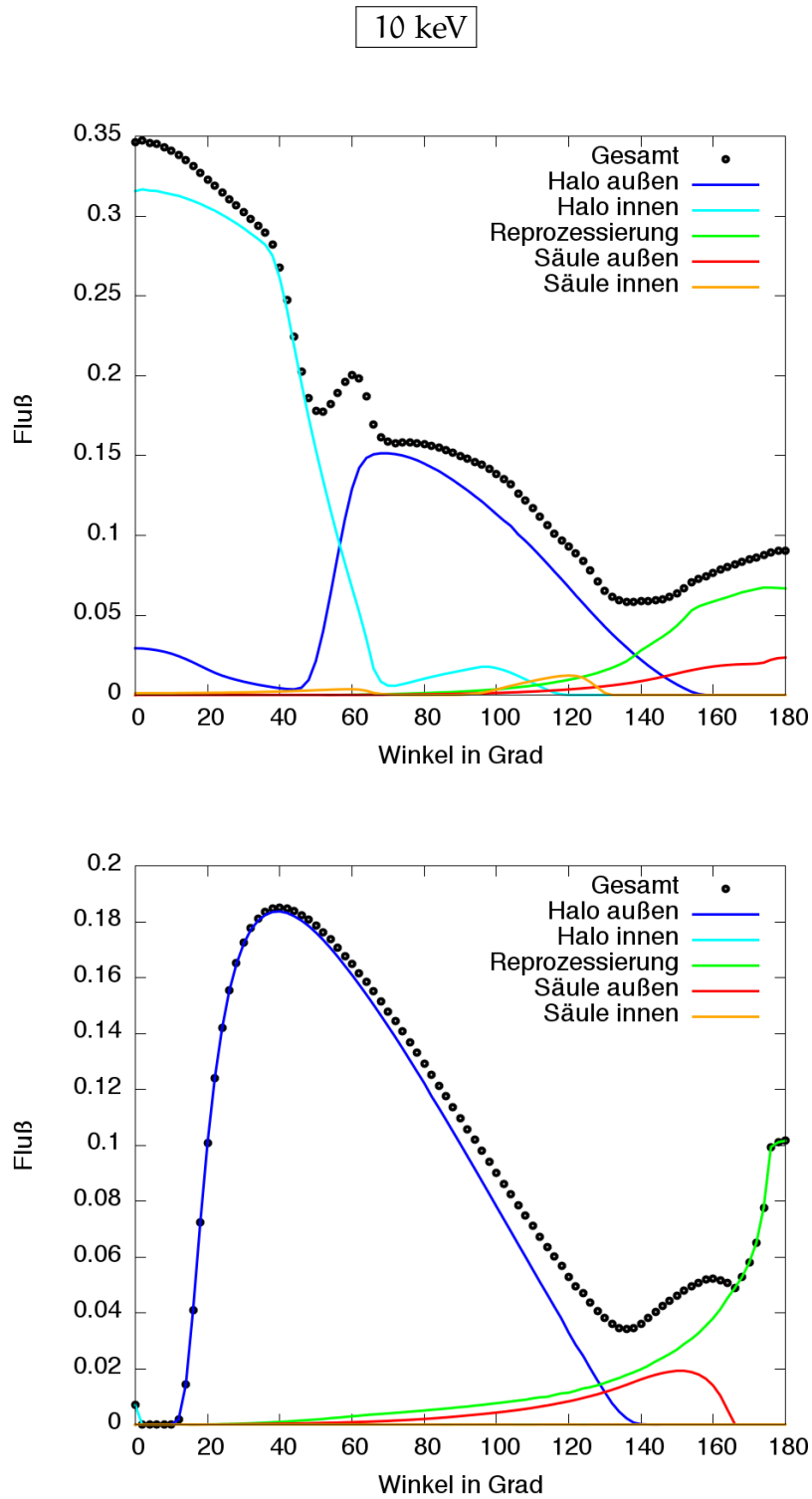


Abbildung 90: Darstellung der Gesamtstrahlung sowie ihrer Komponenten für eine Hohl säule mit folgenden Parametern: Säulenbreite 0.4 rad (Bild oben)/ 0.07 rad (Bild unten), Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 10 keV, Fallgeschwindigkeit 0.648c, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

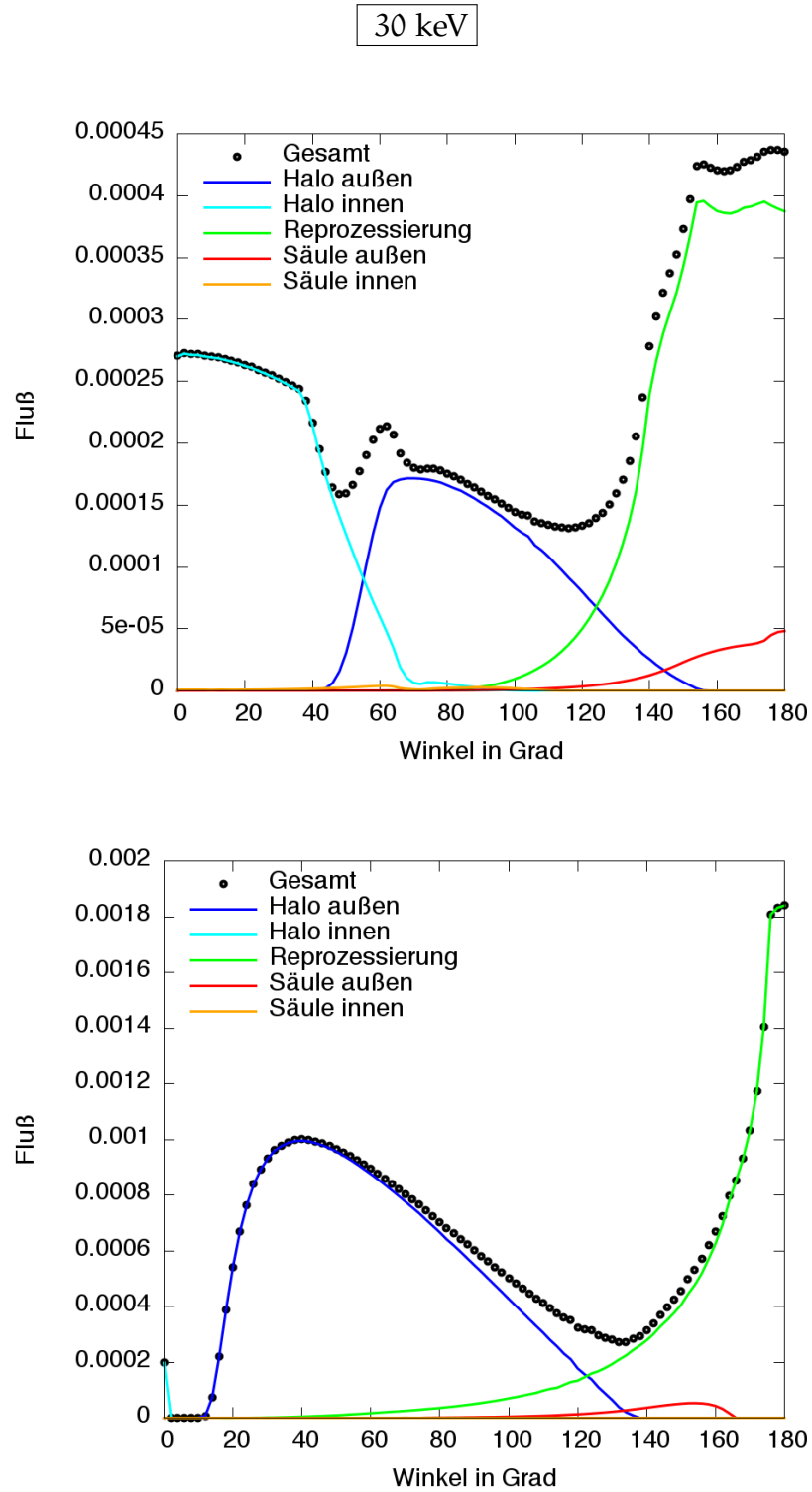


Abbildung 91: Darstellung der Gesamtstrahlung sowie ihrer Komponenten für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Säulenbreite 0.4 rad (Bild oben)/ 0.07 rad (Bild unten), Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 30 keV, Fallgeschwindigkeit $0.648c$, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

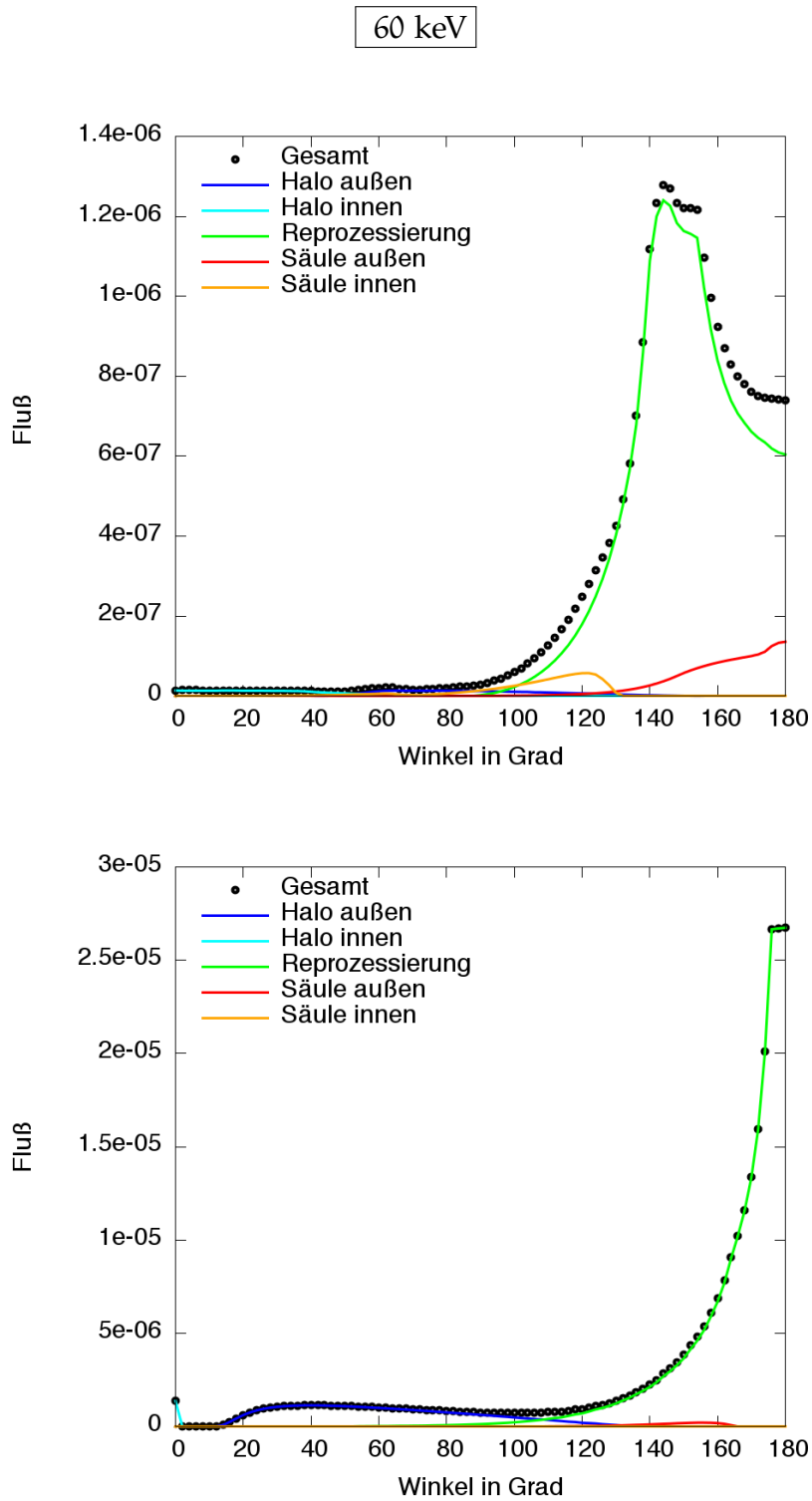


Abbildung 92: Darstellung der Gesamtstrahlung sowie ihrer Komponenten für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Säulenbreite 0.4 rad (Bild oben)/ 0.07 rad (Bild unten), Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 60 keV, Fallgeschwindigkeit 0.648c, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

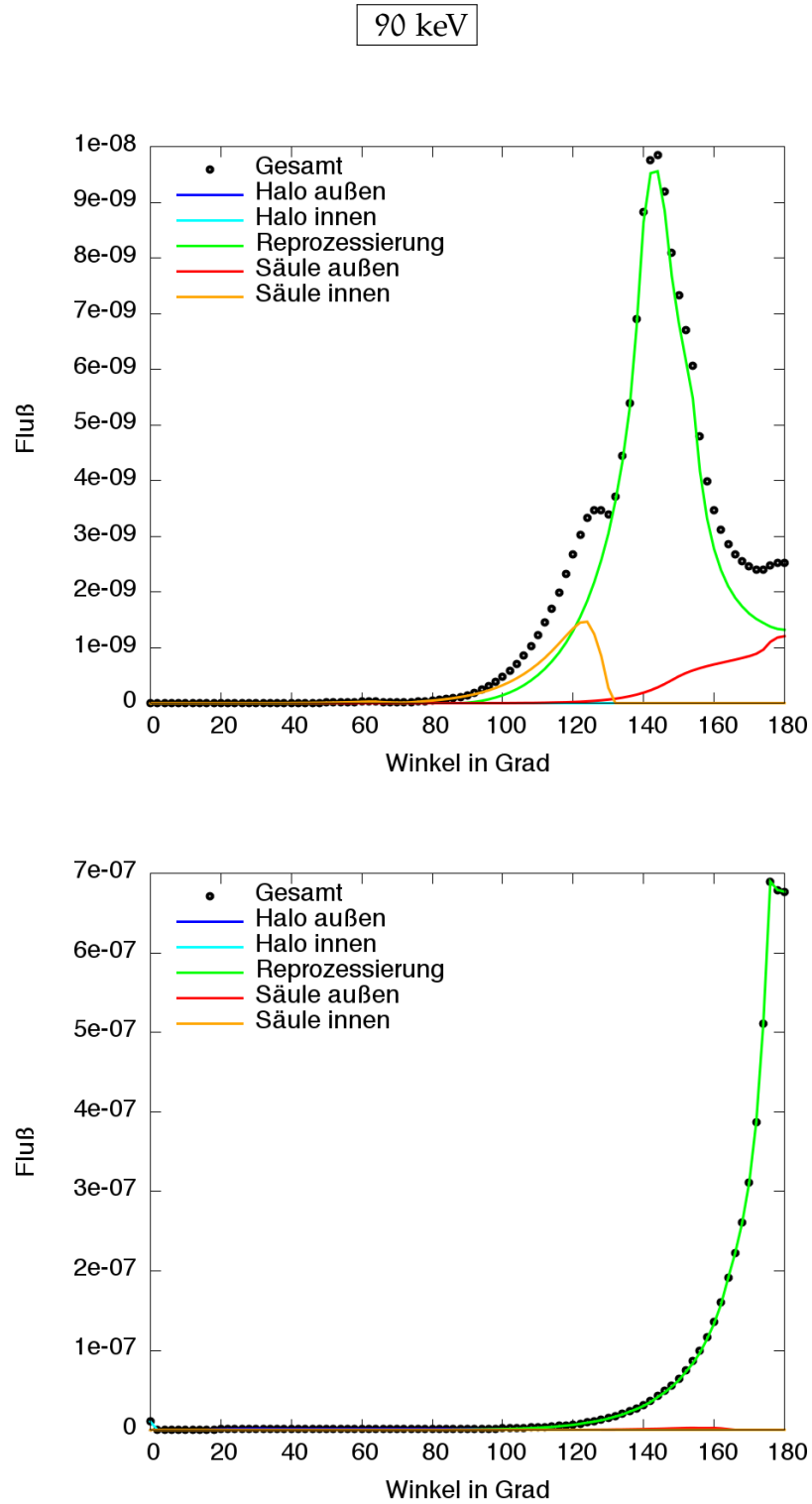


Abbildung 93: Darstellung der Gesamtstrahlung sowie ihrer Komponenten für eine Hohl säule mit folgenden Parametern: Säulenbreite 0.4 rad (Bild oben)/ 0.07 rad (Bild unten), Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 90 keV, Fallgeschwindigkeit 0.648c, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

Der innere Bereich, der durch den Öffnungswinkel α_i bestimmt wird, ist für dieses Säulenmodell sehr schmal ($\alpha_i = 0.01$ rad entspricht 0.57 Grad), deshalb ist der aus diesem Bereich stammende Anteil der Strahlung sehr gering bzw. kaum beobachtbar. Der Gesamtstrahlungsverlauf wird somit von den Strahlungskomponenten Halo außen und Säule außen geprägt.

Eine Untersuchung der Gesamtstrahlungscharakteristiken für 1 keV im mittleren Winkelbereich zeigt für die hier gerechneten Säulenbreiten einen ähnlichen Verlauf, einen stetigen Anstieg bis zum ersten Maximum. Dieses Maximum wird durch die Strahlungskomponente Säule innen bestimmt, dessen Höhe mit steigender Säulenbreite zunimmt. Den Kurvenverlauf bei großen Winkeln prägt die emittierte Strahlung der äußeren Säulenwand. Während bei der breitesten Säule nur die Komponente Säule außen den Verlauf bis 180 Grad bestimmt, sorgt die Reprozessierung bei den restlichen hier betrachteten Säulen für ein weiteres Minimum zwischen 170 und 180 Grad.

Bei 10 keV gestaltet sich der Gesamtkurvenverlauf für verschiedene Säulenbreiten ebenfalls recht interessant. Während bei kleineren Winkeln bei fast allen Säulen die Strahlung des inneren Halo den Kurvenverlauf bestimmt, wobei der Fluß mit abnehmender Säulenbreite kleiner wird, verschiebt sich das erste Minimum, wie auch schon bei 1 keV, zu den größeren Winkeln. Auch hier bildet die Säule 5 mit $\alpha_o = 0.07$ rad eine Ausnahme. Hier lässt sich zwar der Anteil des Halo innen erkennen, allerdings fällt er auf Grund der Geometrie viel geringer aus.

Betrachtet man die Akkretionssäule von leicht schräg oben bis leicht schräg unten, also in einem Winkelbereich zwischen 50 und 140 Grad, so prägt vor allem die Strahlung des äußeren Halo den Kurvenverlauf. Die reprozessierte Strahlung sowie zum Teil die Strahlung der äußeren Säulenwand spielen erst bei großen Winkeln, also beim Betrachten des Akkretionsstroms von unten, eine Rolle, wobei die Strahlungskomponente Säule außen mit steigender Säulenbreite an Bedeutung zunimmt.

Eine Untersuchung der Kurvenverläufe bei 30 keV zeigt, wie der Einfluss des Halo außen und innen, sowie der Reprozessierung mit steigender Breite der Säule abnimmt. Ist bei den Breiten 0.07 rad, 0.15 rad und 0.25 rad noch deutlich zu erkennen, wie die eben genannten Komponenten den Verlauf der Gesamtstrahlungskurve beeinflussen, weisen die beiden breiten Säulen vergleichsweise kaum Maxima und Minima auf.

Beim näheren Betrachten der Zusammensetzung der Gesamtkurve für 0.4 rad aus den einzelnen Komponenten aus Abbildung 91 sieht man, wie dieser Kurvenverlauf entstanden ist. Hier ist der Strahlungsbeitrag der einzelnen Komponenten recht ausgewogen, und nur die Reprozessierung weist einen leicht stärkeren Fluß auf.

Die Strahlungscharakteristiken bei den Photonenenergien 60 und 90 keV werden durch die Reprozessierung bestimmt, wobei der Fluß mit kleiner werdender Breite der Säule zunimmt. Interessant ist zu sehen, dass die Strahlung aus der äußeren Säulenwand bei der breitesten Säule zwar nur leicht die Gesamtkurve beeinflusst, trotzdem aber noch von Bedeutung ist.

Ein Vergleich der Gesamtstrahlungscharakteristiken bezüglich der Säulenbreite zeigt, dass die Strahlung des äußeren Halo und die der äußeren Säulenwand den Kurvenverlauf stark beeinflussen. Interessant wäre, jene Komponenten bei variierender Säulenbreite miteinander zu vergleichen, um die Unterschiede bzw. Ähnlichkeiten zwischen verschiedenen Breiten besser beurteilen zu können. Den Vergleich zeigen die Abbildungen 94 bis 98, wobei hier die Wanddicke konstant bei 0.06 rad gehalten wurde.

Wie die Gesamtstrahlungskurven bereits angedeutet haben, tritt die größte Änderung zwischen den einzelnen Kurven bei 1 keV auf, während die Verläufe bei 10 bis 90 keV die theoretische Vorüberlegung bestätigen: der Fluß des äußeren Halo nimmt mit breiter werdender Säule ab. Um die Reihenfolge sowie den Kurvenverlauf des äußeren Halo bei 1 keV besser verstehen zu können, soll diese Energie eingehender betrachtet werden.

Eine Darstellung der Strahlungscharakteristiken für 1 keV für die Säulenbreiten 0.4 rad bis 0.07 rad aus Abbildung 94 zeigt, dass der Fluß bei 0 Grad bis 0.325 rad mit steigender Säulenbreite zunimmt. Ab 0.4 rad kehrt sich die Reihenfolge allerdings um, und der Fluß nimmt wieder ab.

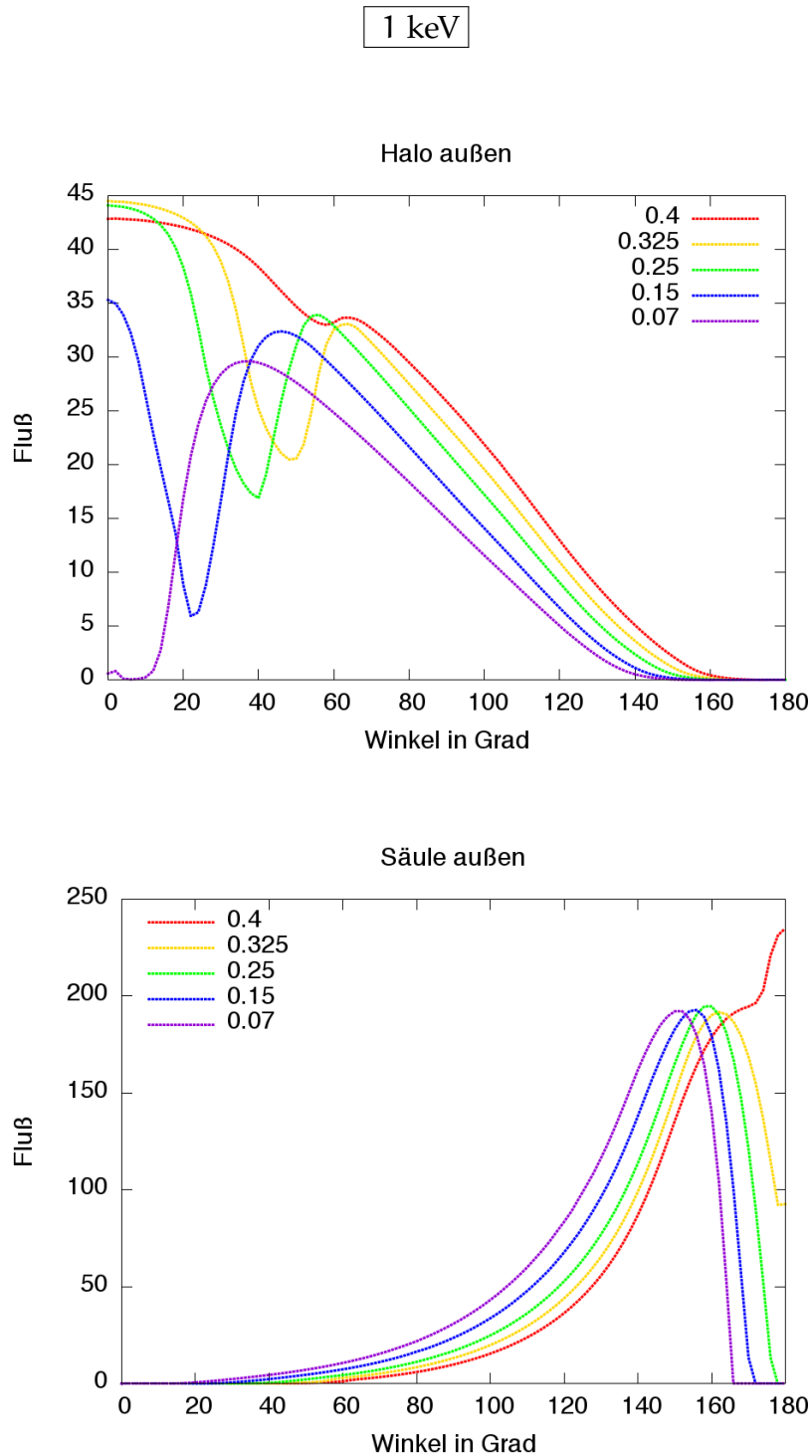


Abbildung 94: Darstellung der Strahlungskomponenten Halo außen (Bild oben) und Säule außen (Bild unten) für eine Hohl säule mit folgenden Parametern: Säulenbreite 0.4/0.325/0.25/0.15/0.07 rad , Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 1 keV, Fallgeschwindigkeit 0.648c, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

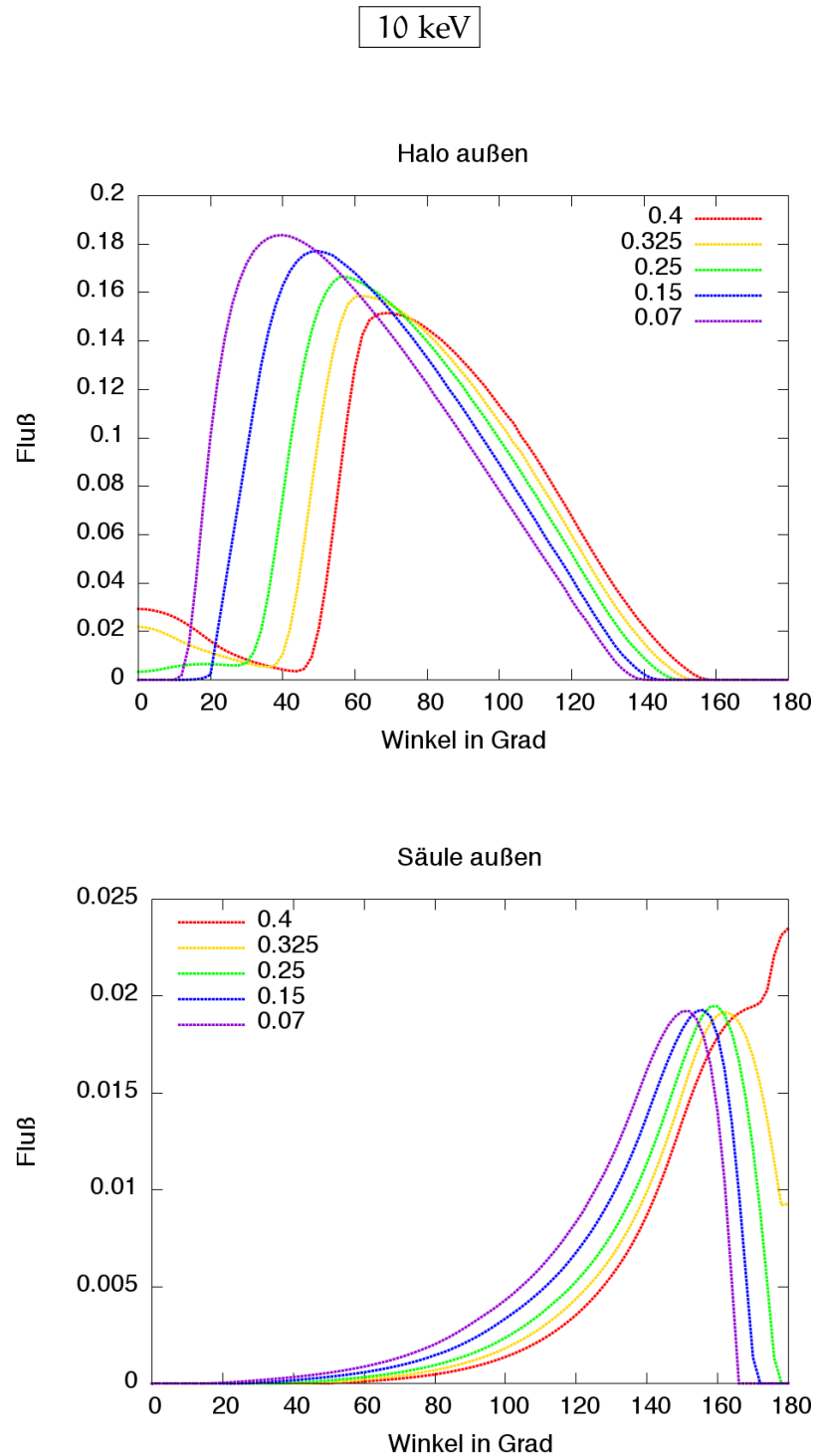


Abbildung 95: Darstellung der Strahlungskomponenten Halo außen (Bild oben) und Säule außen (Bild unten) für eine Hohl säule mit folgenden Parametern: Säulenbreite 0.4/0.325/0.25/0.15/0.07 rad, Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 10 keV, Fallgeschwindigkeit 0.648c, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

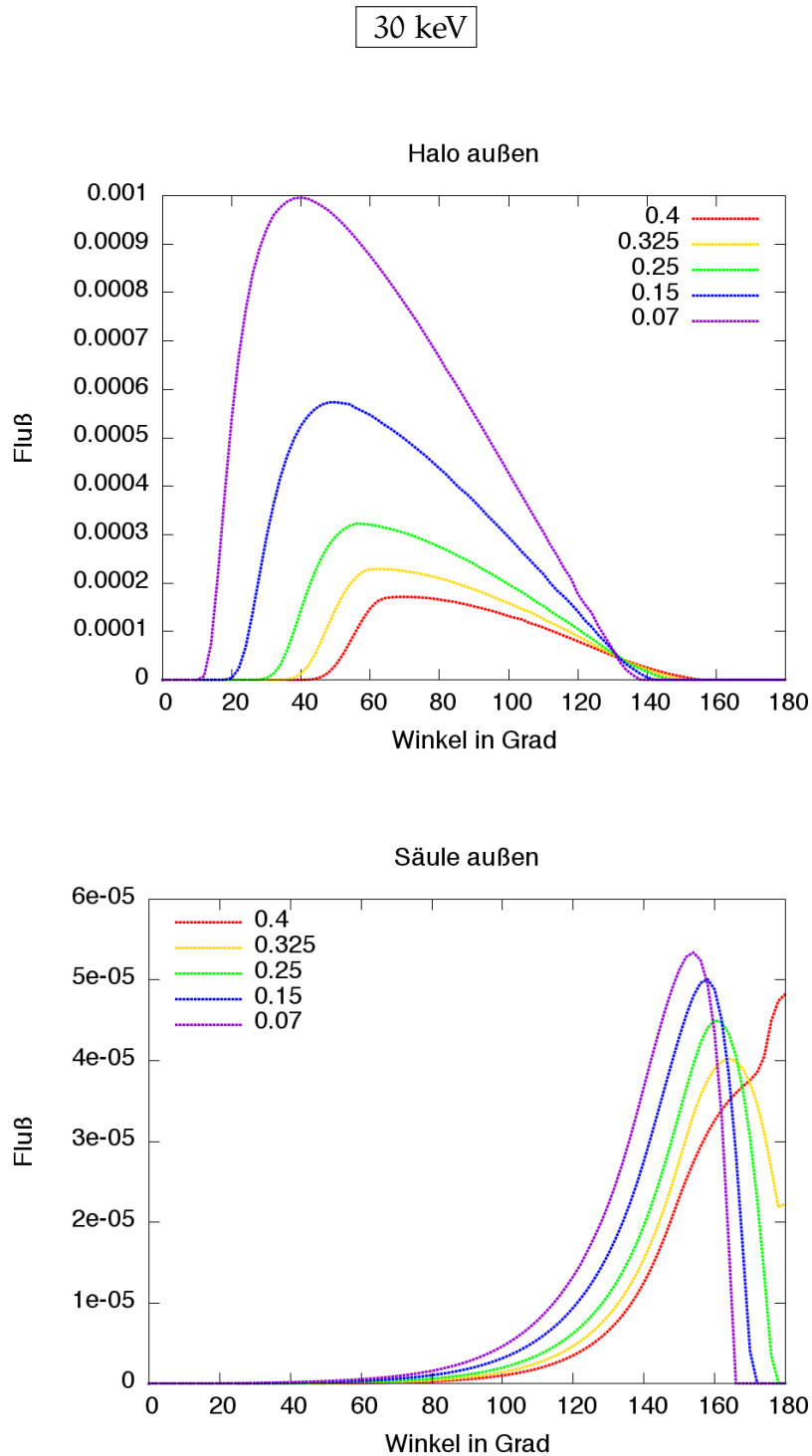


Abbildung 96: Darstellung der Strahlungskomponenten Halo außen (Bild oben) und Säule außen (Bild unten) für eine Hohl säule mit folgenden Parametern: Säulenbreite 0.4/0.325/0.25/0.15/0.07 rad , Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 30 keV, Fallgeschwindigkeit 0.648c, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

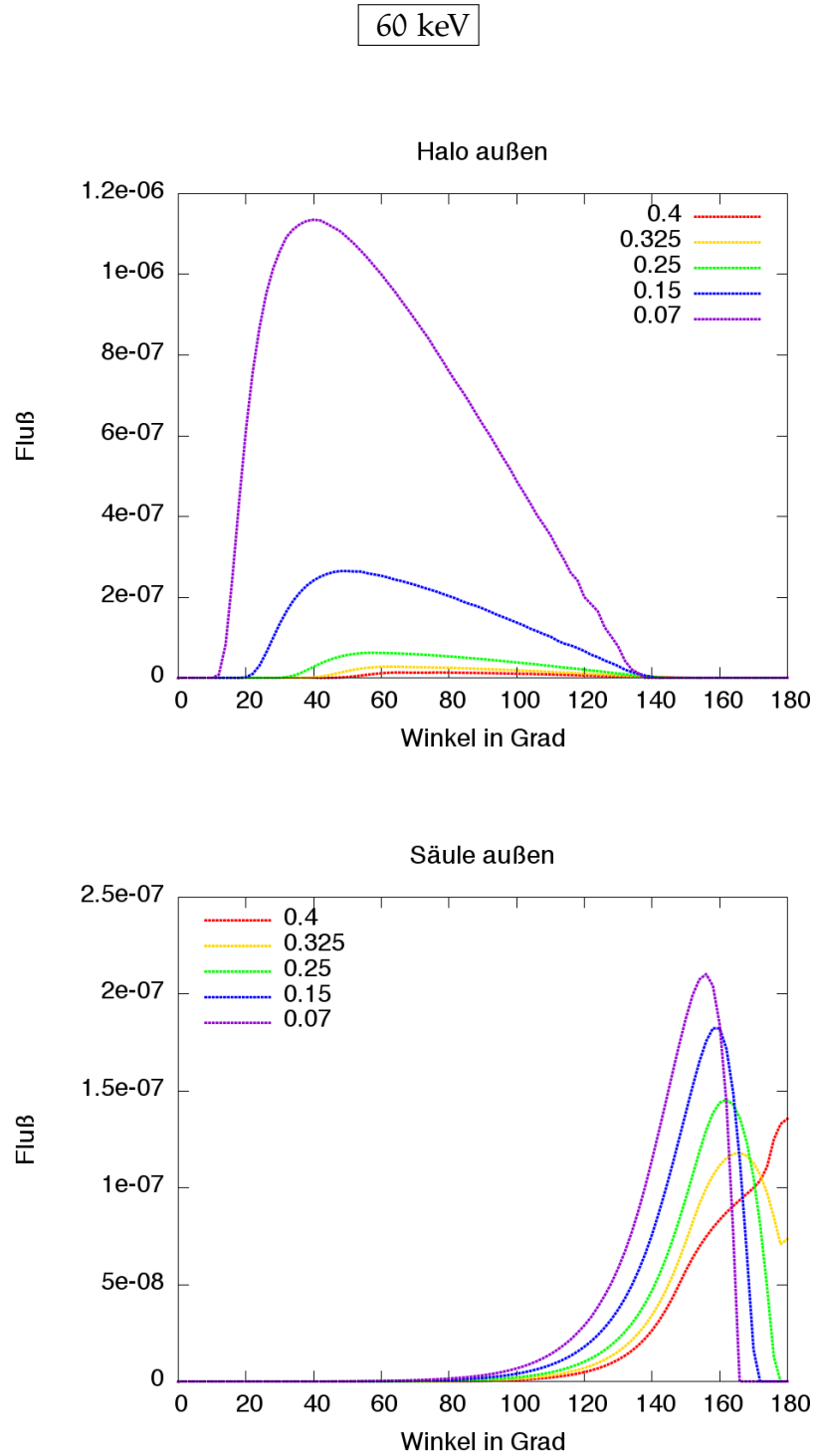


Abbildung 97: Darstellung der Strahlungskomponenten Halo außen (Bild oben) und Säule außen (Bild unten) für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Säulenbreite 0.4/0.325/0.25/0.15/0.07 rad, Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 60 keV, Fallgeschwindigkeit 0.648c, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

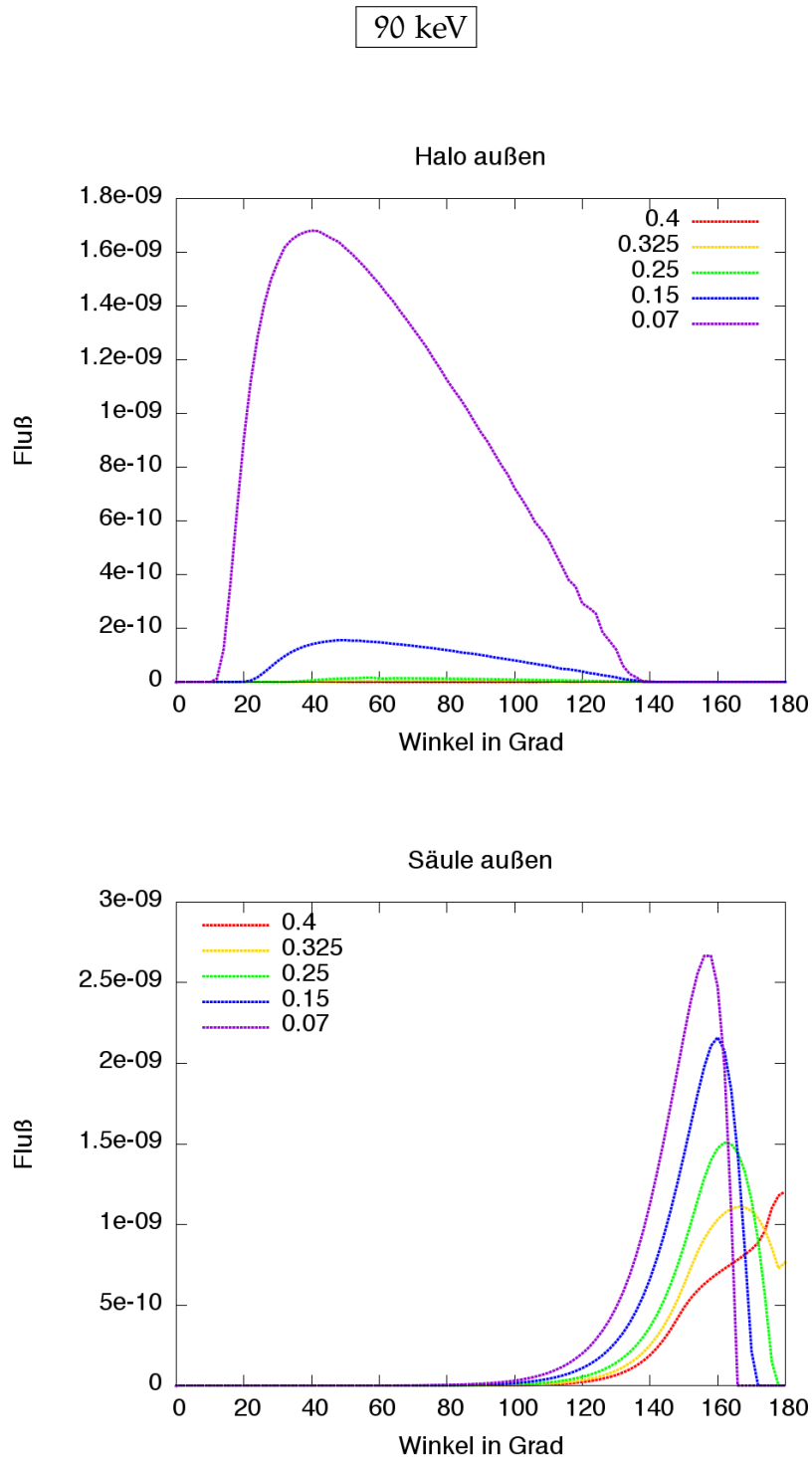


Abbildung 98: Darstellung der Strahlungskomponenten Halo außen (Bild oben) und Säule außen (Bild unten) für eine Hohl säule mit folgenden Parametern: Säulenbreite 0.4/0.325/0.25/0.15/0.07 rad , Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 90 keV, Fallgeschwindigkeit 0.648c, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

Eine Erklärung dafür wäre das Zusammenspiel des Neigungswinkels der Akkretionssäule zur Sternoberfläche, der von der Breite der Säule beeinflusst wird (siehe Abbildung 99), mit der bevorzugten Strahlrichtung (siehe Kapitel 6).

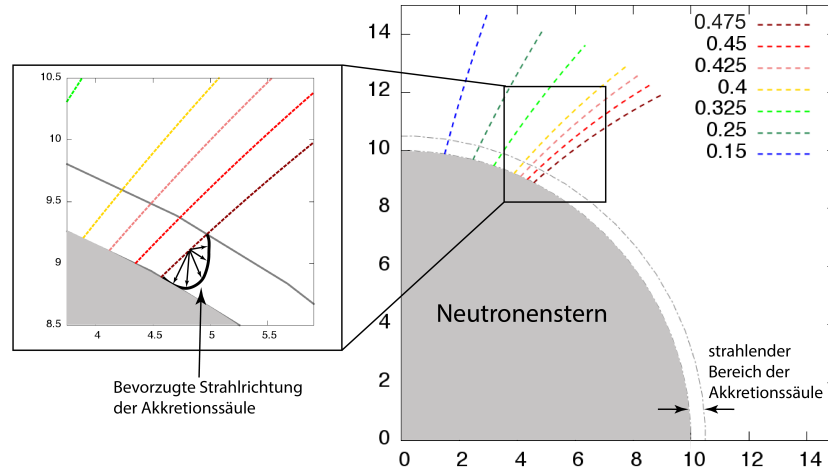


Abbildung 99: Verlauf der Magnetfeldlinien für die äußere Säulenwand, sowie eine Vergrößerung des strahlenden Bereichs der Akkretionssäule mit bevorzugter Strahlrichtung

Aus einem Vergleich des Verlaufs der Magnetfeldlinien (Abbildung 99), die den Verlauf der äußeren Säulenwand bestimmen, ist ersichtlich, dass die Akkretionssäulenwand mit einem Öffnungswinkel von 0.15 rad einen größeren Winkel zwischen der Säulenwand und der Neutronensternoberfläche bildet, als es bei einer Säulenbreite von 0.4 rad der Fall ist. Hinzu kommt noch, dass die emittierte Röntgenstrahlung aus der Säulenwand nicht gleichmäßig in alle Richtungen entweicht, sondern bevorzugt in Richtung der Sternoberfläche. Das bedeutet, mit steigender Breite der Säule wird der Halo schmäler. Zusätzlich wird der Halo teilweise von der Akkretionssäule verdeckt. Die Größe des abgedeckten Bereichs hängt von der Breite der Säule ab, das heißt, je breiter die Säule, desto größer ist die abdeckende Fläche und desto schmäler der Halo. Würde man also noch weitere breite Säulen untersuchen und diese bei kleinen Winkeln betrachten, so müsste der Halo mit steigender Säulenbreite abnehmen.

Um diese Überlegung zu bestätigen, wurden weitere Akkretionssäulen mit einem äußeren Öffnungswinkel α_0 von 0.425 rad,

0.45 rad und 0.475 rad gerechnet. Abbildung 100 zeigt das Ergebnis.

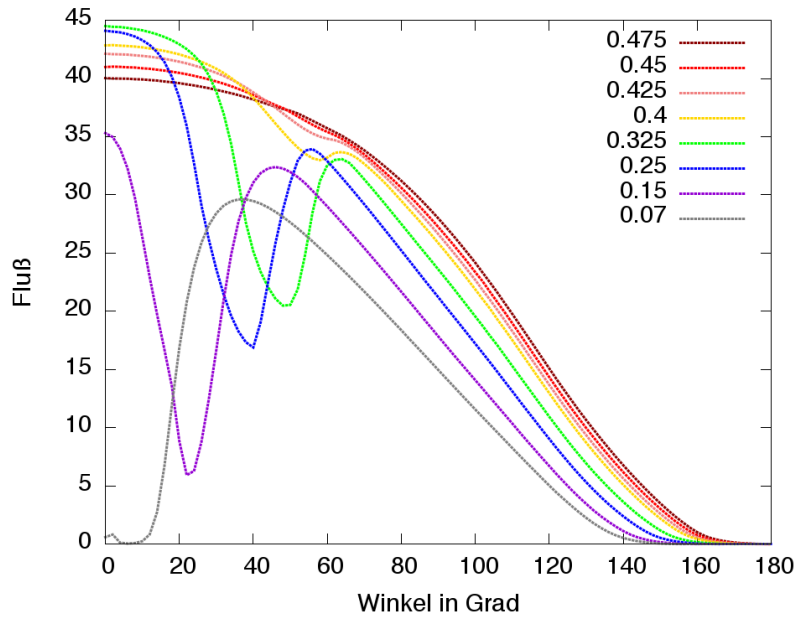


Abbildung 100: Darstellung der Strahlungskomponente Halo außen für eine Hohl säule mit folgenden Parametern: Säulenbreite 0.475/0.45/0.425/0.4/0.325/0.25/0.15/0.07 rad, Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 1 keV, Fallgeschwindigkeit 0.648c, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

Die Kurvenverläufe des äußeren Halo für verschiedene Säulenbreiten bekräftigen dies noch einmal. Es ist gut erkennbar, dass ab $\alpha_o = 0.325$ rad und mit steigender Säulenbreite der Fluß des äußeren Halo bei 0 Grad wieder abnimmt.

Ebenfalls kann die Erklärung, dass der abnehmende Halo ab $\alpha_o = 0.325$ rad auch auf eine Abdeckung des Halo durch den undurchsichtigen Teil der Akkretionssäule zurückzuführen ist, wie folgt bestätigt werden. Hierzu werden zwei verschiedene Säulenbreiten ausgewählt, zum Beispiel 0.4 rad und 0.15 rad und bei 1 keV unter verschiedenen Bedingungen betrachtet (siehe Abbildung 101).

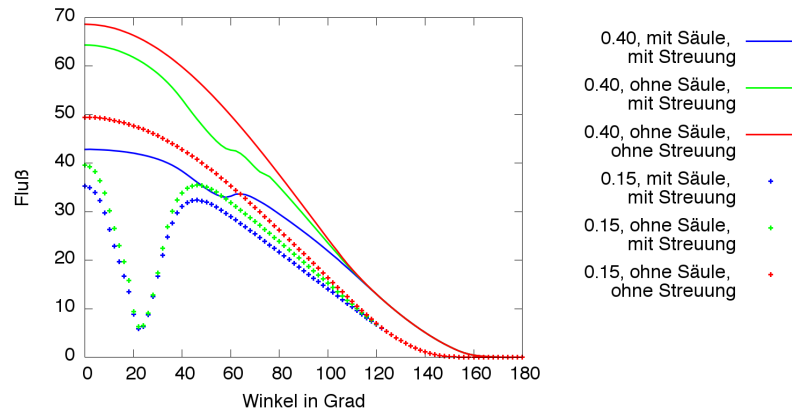


Abbildung 101: Darstellung der Strahlungskomponente Halo außen für Hohlsäulen der Breite 0.4 rad und 0.15 rad, Photonenenergie 1 keV

Zunächst wird der äußere Halo, wie bisher, unter Berücksichtigung der Streuung und dem Vorhandensein einer Akkretionssäule mit einer Höhe von 500 Meter über der Neutronensternoberfläche berechnet. Dieser Halo wird in Abbildung 101 durch die blaue Kurve "mit Säule, mit Streuung" dargestellt, wobei die durchgezogene Linie die breite Säule mit 0.4 rad kennzeichnet und die gepunktete Linie die schmale Säule mit 0.15 rad. Um überprüfen zu können, wie der undurchsichtige Bereich des Akkretionsstroms die Größe des äußeren Halo beeinflusst, wird bei der nächsten Berechnung dieser Strahlungskomponente die Höhe des undurchsichtigen Säulenbereichs auf nahezu Null gesetzt. Den Verlauf zeigt die grüne (durchgezogen und gepunktet) Kurve "ohne Säule, mit Streuung". Bei der dritten Rechnung soll nun der äußere Halo betrachtet werden, nämlich wie dieser ohne Streuung und ohne die Abdeckung des unteren Säulenbereichs aussieht. Diesen Verlauf zeigt die rote Kurve, die mit "ohne Säule, ohne Streuung" gekennzeichnet ist. Die durchgezogene Linie steht wieder für die breite Säule und die gepunktete für die schmale Säule.

Deutlich ist das zu erkennen, was zu erwarten war, die Kurven aus der Rechnung "ohne Säule, ohne Streuung" sind die mit dem höchsten Fluß und weisen keine Minima auf, unabhängig von der Säulenbreite. Berücksichtigt man die Streuung, so nimmt die Transparenz im oberen Akkretionsstrom ab und beide Säulenmodelle zeigen ein Minimum im Kurvenverlauf sowie einen geringeren Fluß. Das Minimum, welches bei der schmalen Säule sehr viel deutlicher ist, lässt sich durch die unterschiedliche Höhe des Akkretionstrichters erklären, wel-

cher bei den schmalen Säulen deutlich höher ist als bei den breiten Säulen. Zur Verdeutlichung wird der Verlauf der Magnetfeldlinien in Abbildung 102 für die Säulen $\alpha_0 = 0.15$ rad (Bild links) und $\alpha_0 = 0.4$ rad (Bild rechts) dargestellt.

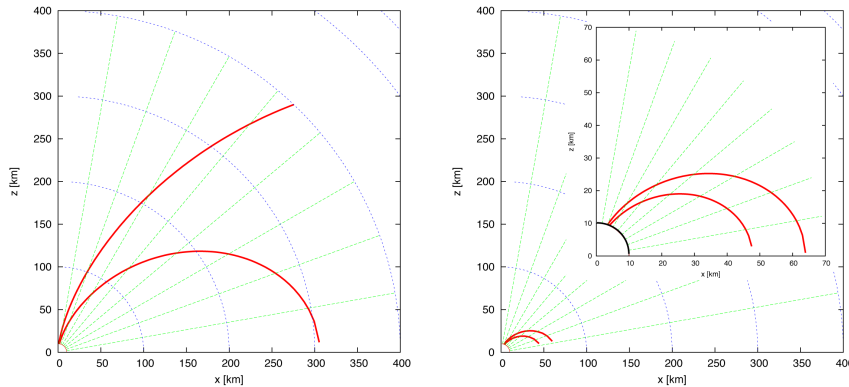


Abbildung 102: Verlauf der Magnetfeldlinien für äußere Säulenwand für Akkretionssäulen $\alpha_0 = 0.15$ rad (Bild links) und $\alpha_0 = 0.4$ rad (Bild rechts), Wanddicke beträgt jeweils 0.06 rad

Den Kurvenverlauf mit dem niedrigsten Fluß zeigen die Kurven für die Rechnung "mit Säule, mit Streuung". Aus dem Vergleich der Verläufe mit und ohne Säule lässt sich gut erkennen, welchen Einfluss der undurchsichtige Bereich des Akkretionsstroms auf die dickere Säule ausübt. Die Kurvenverläufe für die Säule mit 0.15 rad zeigen einen recht ähnlichen Verlauf, hier haben beide Kurven das gleiche Minimum, der Unterschied liegt lediglich in leicht höheren Maxima bei 0 Grad und bei circa 50 Grad. Bei einer Gegenüberstellung der Kurven der breiten Säule für die Berechnungen mit und ohne Säule zeigt sich eine viel größere Abweichung zwischen den Verläufen. So nimmt bei der Rechnung mit der Säule nicht nur der Fluß merklich ab, hier zeichnet sich das Minimum auch viel deutlicher ab. Um die gerade beschriebenen Ergebnisse besser zu verdeutlichen, werden diese in den Momentaufnahmen der Abbildungen 103 und 104 dargestellt. Dabei zeigen die Bilder den Halo außen bei 1 keV aus der Sicht bei 0 Grad und 70 Grad, auf der linken Seite ist die breitere und auf der rechten die schmale Säule zu sehen.

In den Darstellungen (a) und (b) ist der Halo (hell blau) unter Berücksichtigung der Streuung und einer undurchsichtigen Akkretionssäule (hell gelb) der Höhe 500 Meter zu sehen (blaue Kurven aus Abbildung 101).

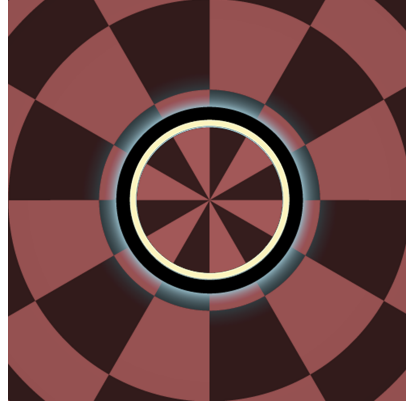
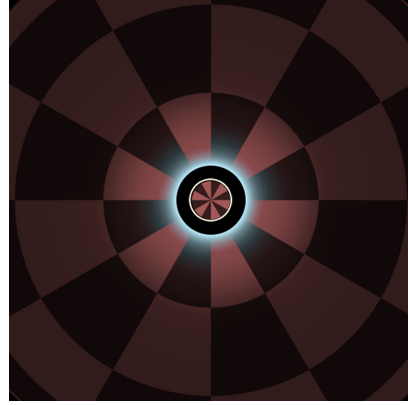
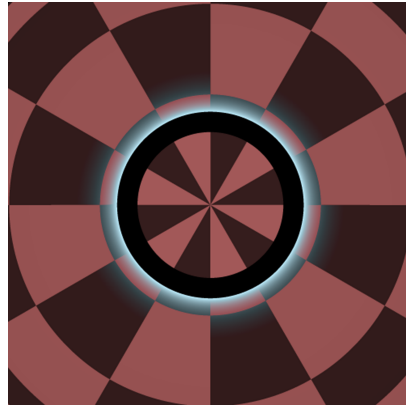
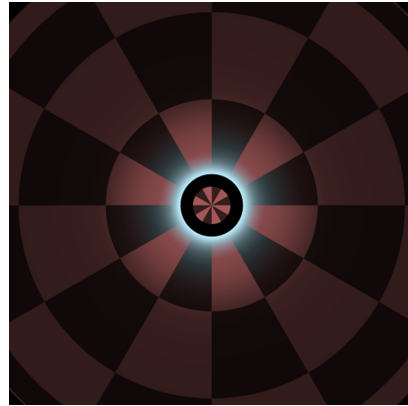
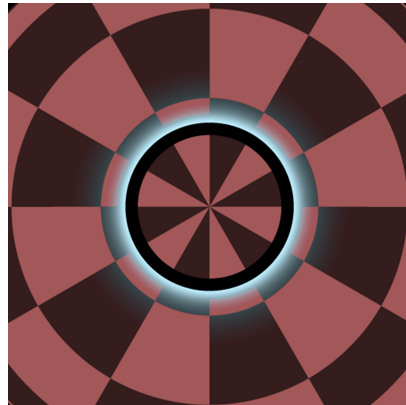
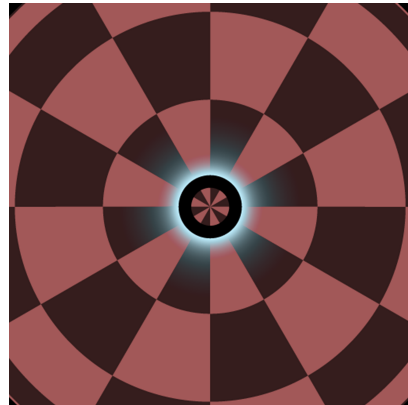
(a) $\alpha_o = 0.4$ rad, mit Säule, mit Streuung(b) $\alpha_o = 0.15$ rad, mit Säule, mit Streuung(c) $\alpha_o = 0.4$ rad, ohne Säule, mit Streuung(d) $\alpha_o = 0.15$ rad, ohne Säule, mit Streuung(e) $\alpha_o = 0.4$ rad, ohne Säule, ohne Streuung(f) $\alpha_o = 0.15$ rad, ohne Säule, ohne Streuung

Abbildung 103: Momentaufnahmen des Neutronensterns mit den Strahlungskomponenten Halo außen (hell blau) und Säule außen/innen (hell gelb) aus der Sicht von oben, Säulenbreiten: 0.4/0.15 rad, Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 1 keV, Fallgeschwindigkeit 0.648c, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

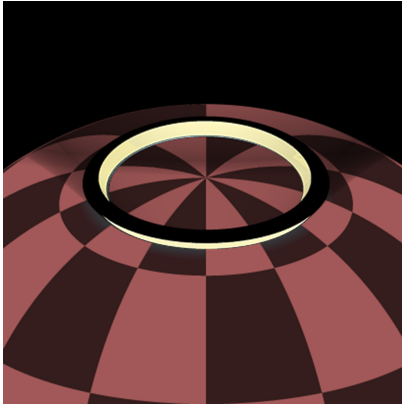
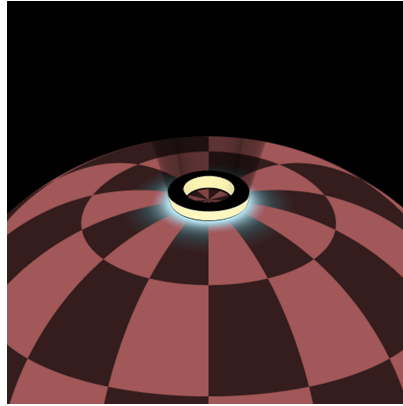
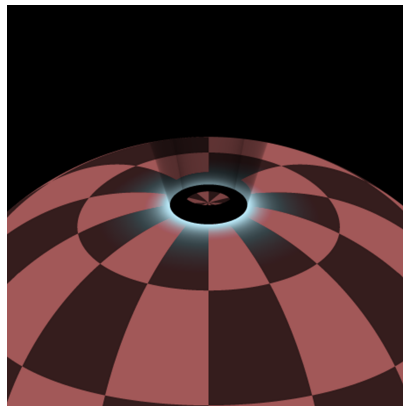
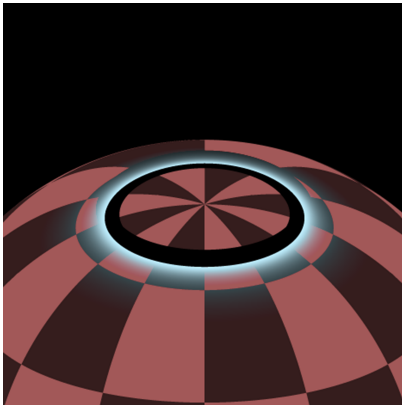
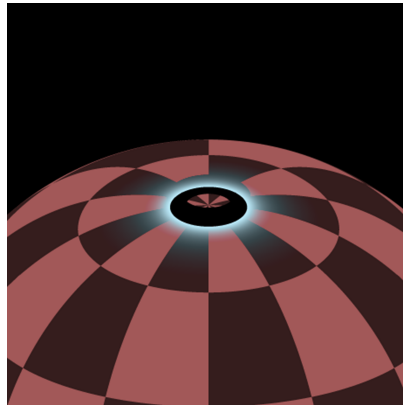
(a) $\alpha_o = 0.4$ rad, mit Säule, mit Streuung(b) $\alpha_o = 0.15$ rad, mit Säule, mit Streuung(c) $\alpha_o = 0.4$ rad, ohne Säule, mit Streuung(d) $\alpha_o = 0.15$ rad, ohne Säule, mit Streuung(e) $\alpha_o = 0.4$ rad, ohne Säule, ohne Streuung(f) $\alpha_o = 0.15$ rad, ohne Säule, ohne Streuung

Abbildung 104: Momentaufnahmen des Neutronensterns mit den Strahlungskomponenten Halo außen (hell blau) und Säule außen/innen (hell gelb) unter einem Blickwinkel von 70 Grad, Säulenbreiten: 0.4/0.15 rad, Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 1 keV, Fallgeschwindigkeit 0.648c, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

Die Bilder (c) und (d) zeigen die Rechnung ohne Säule, aber mit Streuung (grüne Kurven). In den Bildern (e) und (f) wird weder die Säule noch die Streuung berücksichtigt (rote Kurven).

In der Strahlungskomponente Säule außen (vergleiche jeweils das untere Bild in den Abbildungen 94 bis 98) findet sich ebenfalls eine Bestätigung der theoretischen Überlegungen. Bei kleinen Photonenenergien liegen die Maxima der Kurven nahezu auf gleicher Höhe, es findet nur eine leichte Verschiebung zu den größeren Winkeln mit steigender Säulenbreite statt. Bei den Kurvenverläufen ab 30 keV gibt es zusätzlich noch einen Unterschied im Fluß, hier nimmt dieser mit steigender Säulenbreite ab. Zu erwähnen ist auch der Verlauf der Kurve für die breiteste Säule mit $\alpha_0 = 0.4$ rad. Während die Kurven der hier untersuchten Säulen zunächst relativ steil ansteigen, bis diese ein Maximum erreichen, und schließlich steil abfallen, zeigt die genannte Kurve einen etwas anderen Verlauf. Der Anstieg der Kurve ähnelt zunächst den anderen hier untersuchten Kurven, allerdings fällt diese Kurve anschließend nicht ab, sondern steigt zu einem Maximum an.

Zu erklären ist dies mit der Säulenbreite. Betrachtet man die Akkretionssäule von unten (Winkel zwischen dem Beobachter und der Rotationsachse beträgt 180 Grad), so werden schmalere Säulen durch den Neutronenstern verdeckt, dies führt zu dem beobachteten Minimum bei den Kurven für die Säulenbreiten 0.325 rad bis 0.07 rad. Die Säule von 0.4 rad ist aber so breit, dass der Neutronenstern diese nicht komplett abdeckt und die emittierte Strahlung aus der Säulenwand erscheint als ein Ring um den Stern. Man misst hier den höchsten Fluß der Säule. Betrachtet man zusätzlich Säulen, deren Breite 0.4 rad übersteigt, wie zum Beispiel 0.425 rad, 0.45 rad und 0.475 rad (siehe Abbildung 105), so wird dies durch ihren Kurvenverlauf ebenfalls bestätigt.

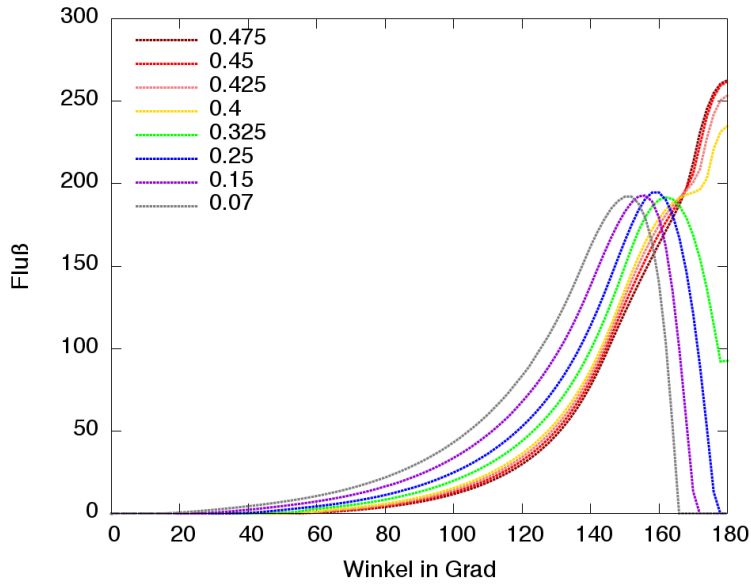


Abbildung 105: Darstellung der Strahlungskomponente Säule außen für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Säulenbreite 0.475/0.45/0.425/0.4/0.325/0.25/0.15/0.07 rad, Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 1 keV, Fallgeschwindigkeit 0.648c, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

7.1.2 Variation der Wanddicke

Als nächstes werden die Strahlungscharakteristiken in Abhängigkeit der Wanddicke untersucht. Für die Analyse der Wanddicken ($\alpha_o - \alpha_i$) wurde eine Akkretionssäule der Breite $\alpha_o = 0.25$ rad ausgewählt. Für die Wanddicken ($\alpha_o - \alpha_i$) wurden drei verschiedene Dicken näher untersucht: 0.06 rad, 0.02 rad und die Vollsäule. Die Leuchtkraft wurde, wie auch in Kapitel 7.1 zuvor beschrieben, bei allen Rechnungen konstant bei $1.09 \cdot 10^{30}$ W gehalten. Die Temperaturen an der inneren und äußeren Säulenwand wurden gleich gesetzt ($kT_o = kT_i$). Die sich mit der Geometrie ändernden Werte für die Temperatur (kT_o) sowie die Dichte werden, wie auch zuvor, im Anhang C aufgelistet. Die Abbildungen 106 bis 108 zeigen diesen Vergleich für die Säule 3 (Säulenbreite $\alpha_o = 0.25$ rad).

Die Ergebnisse entsprechen recht genau den theoretischen Vorüberlegungen. So lässt sich beobachten, dass sich die Lage und die leicht unterschiedliche Breite des Minimums bei den Kur-

ven für die Hohlsäule (gelb und rot) je nach Wanddicke unterscheiden. Zum Beispiel zeigt die Kurve für die Akkretionssäule der Wanddicke von 0.06 rad ein leicht breiteres Minimum, das geringfügig zu den kleineren Winkeln verschoben ist, während das Minimum von der dünneren Säule (0.02 rad) etwas schmaler und leicht zu den größeren Winkeln verschoben ist. Die Erklärung für diese beobachteten Unterschiede sind in den verschiedenen Wanddicken der Akkretionssäulen zu finden. Da, wie schon bereits ausführlich erläutert, keine Strahlung nach oben aus der Wand der Akkretionssäule entweichen kann, wird im Kurvenverlauf ein Minimum beobachtet. Je nach Dicke der Säulenwand beobachtet man also einen Abfall im Fluß, der zu einem Minimum führt, bei der dickeren Säule etwas früher und bei der dünneren etwas später.

Ebenfalls erkennt man bei einem Vergleich des Flusses bei 0 Grad und bei gleicher Photonenenergie, dass dieser mit größer werdender Wanddicke abnimmt. Das bedeutet, bei der Säule der Wanddicke von 0.02 rad misst man den höchsten Fluß, dicht gefolgt von der Säule mit der Wanddicke von 0.06 rad. Der Kurvenverlauf für die Vollsäule zeigt den niedrigsten Fluß. Eine Erklärung hierfür liefert die Größe des Bereichs innerhalb der Akkretionssäule. Bei allen drei Wanddicken wurden Parameter wie die Breite der Säule, die Leuchtkraft, ebenso wie die Temperatur, welche gleich an der Säuleninnen- und außenwand ist, gleich gewählt. Da die Säulenbreite gleich bleibt und die Wanddicke sich ändert, zum Beispiel kleiner wird, wird der Bereich innerhalb des Akkretionstrichters größer, somit auch die Fläche der inneren Säulenwand als auch die des inneren Halo, was eine Erhöhung des Flusses aus dem inneren Bereich der Akkretionssäule mit sich bringt. So beobachtet man bei der Vollsäule den niedrigsten Fluß, da der innere Bereich komplett ausgefüllt ist und somit keine Strahlung aus diesem Bereich entweichen kann, während mit schmaler werdender Wand der Fluß ansteigt.

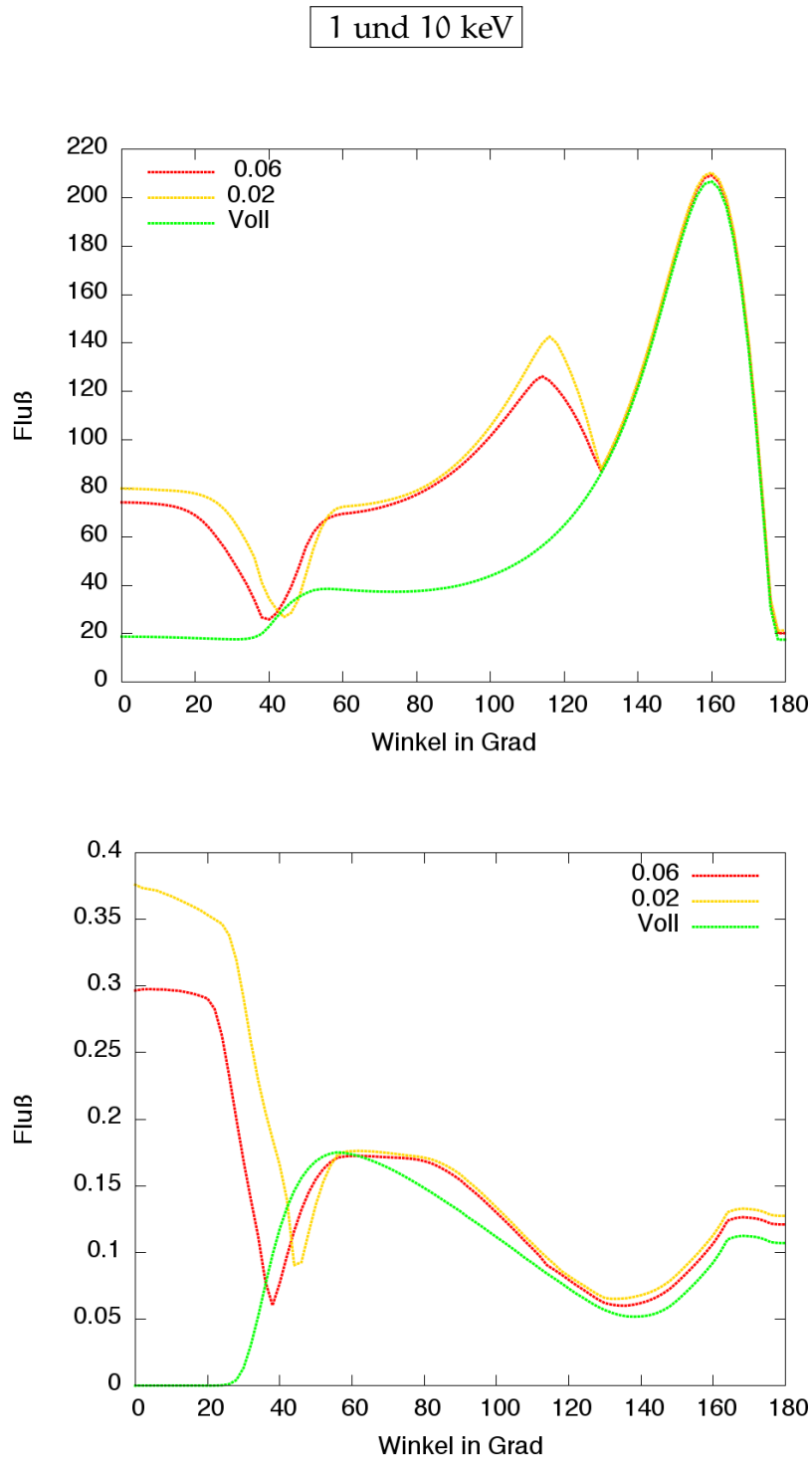


Abbildung 106: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohl säule mit folgenden Parametern: Säulenbreite 0.25 rad, Wanddicke 0.06 rad/0.02 rad/Vollsäule, Photonenenergie 1 keV (Bild oben)/10 keV (Bild unten), Fallgeschwindigkeit 0.648c, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

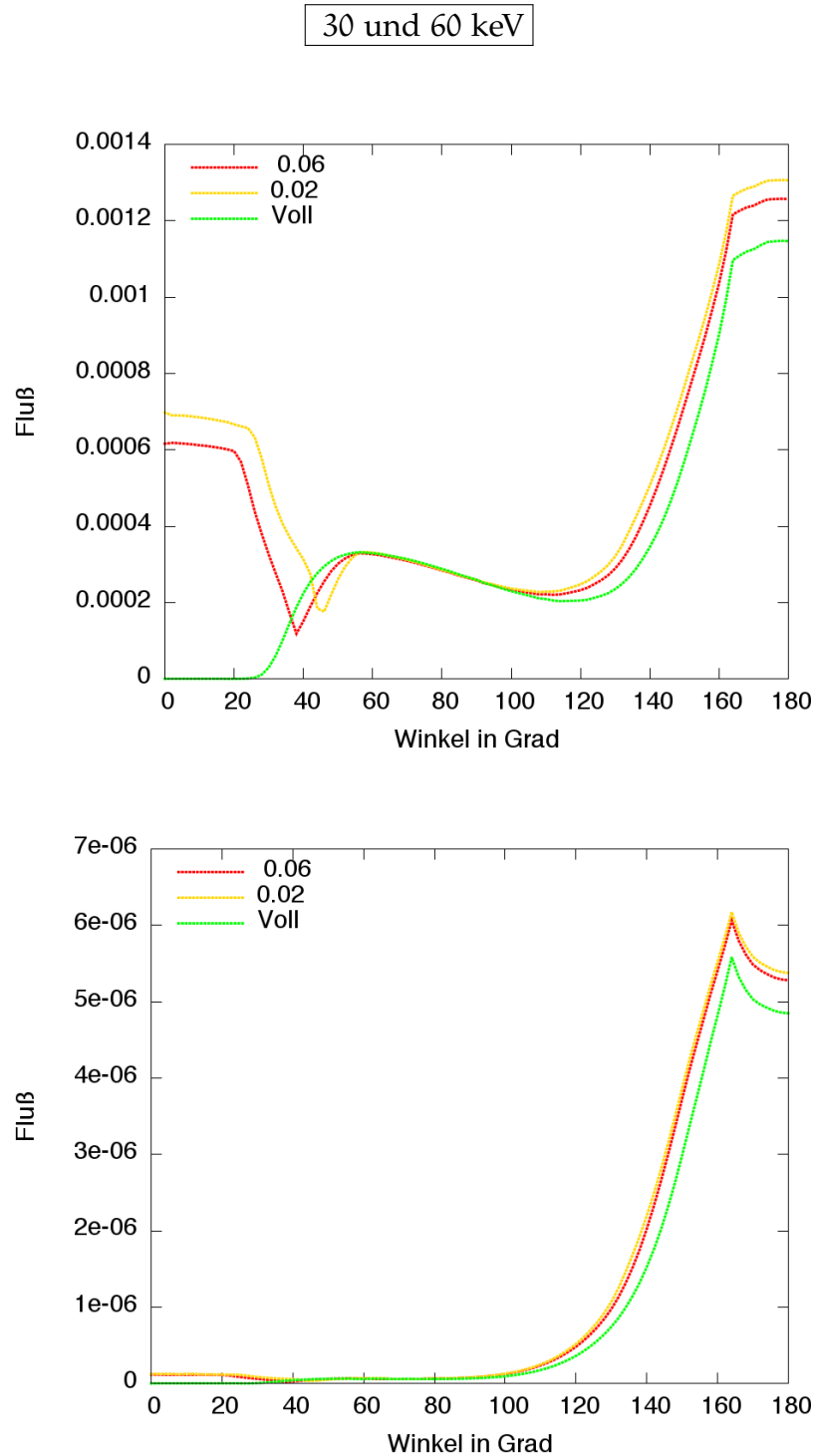


Abbildung 107: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohlssäule mit folgenden Parametern: Säulenbreite 0.25 rad, Wanddicke 0.06 rad/0.02 rad/Vollssäule, Photonenenergie 30 keV (Bild oben)/60 keV (Bild unten), Fallgeschwindigkeit 0.648c, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

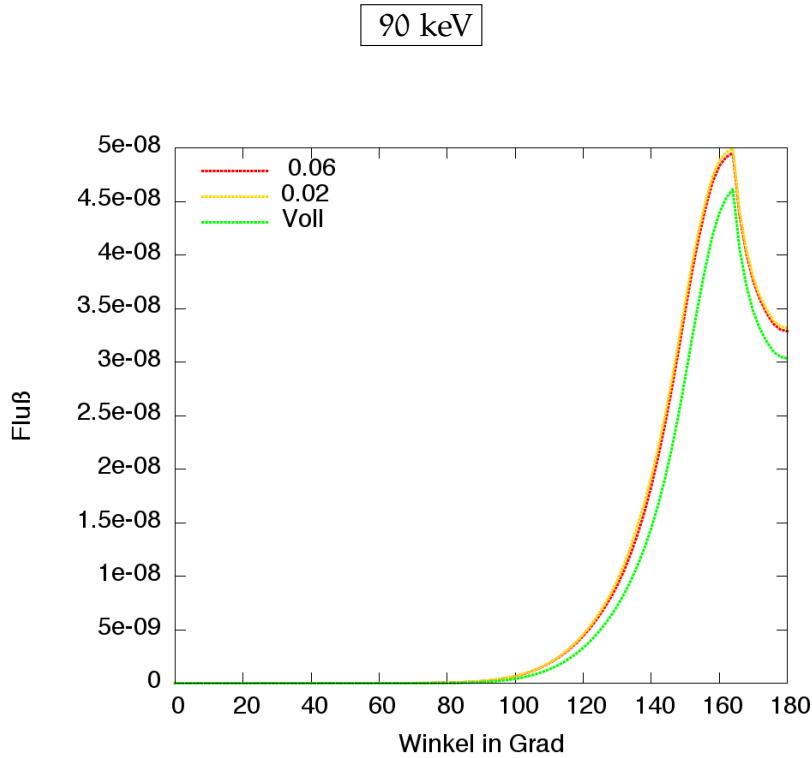


Abbildung 108: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Säulenbreite 0.25 rad, Wanddicke 0.06 rad/0.02 rad/Vollsäule, Photonenenergie 90 keV, Fallgeschwindigkeit 0.648c, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

Sehr gut lässt sich dies beobachten, wenn man die Strahlungskomponenten Halo innen und Säule innen für die Wanddicken 0.06 rad und 0.02 rad miteinander vergleicht (siehe [Abbildung 109](#)).

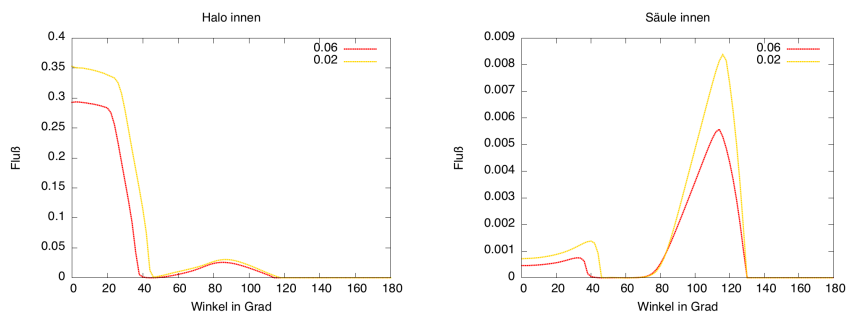


Abbildung 109: Strahlungskomponenten Halo innen und Säule innen für eine Akkretionssäule der Breite $\alpha_o = 0.25$ rad und der Wanddicken 0.06 rad und 0.02 rad, Photonenenergie 10 keV

Eine weiterer Punkt, der ebenfalls berücksichtigt werden muss, ist die Streuung im oberen Akkretionsstrom. Wie bereits in Kapitel 4.5 beschrieben, werden Photonen, welche in den breiter werdenden Bereich des oberen Akkretionsstroms gelangen, dort am Rand am herabstürzenden Plasma gestreut, bevor sie diesen wieder verlassen. Hat die Akkretionssäule eine dickere Wand, wie zum Beispiel bei der Wanddicke 0.06 rad, so ist der Bereich, in den die Photonen eindringen können, viel größer als es vergleichsweise bei einer dünnen Wand (z.B. 0.02 rad) der Fall ist. Vergleicht man beispielsweise die Strahlungskomponente Säule innen für beide Wanddicken einmal "mit Streuung" und einmal "ohne Streuung", zu sehen in Abbildung 110, so ist zu beobachten, dass die Akkretionssäule mit der Wanddicke von 0.02 rad "transparenter" (höherer Fluß) ist als die mit der Wanddicke 0.06 rad.

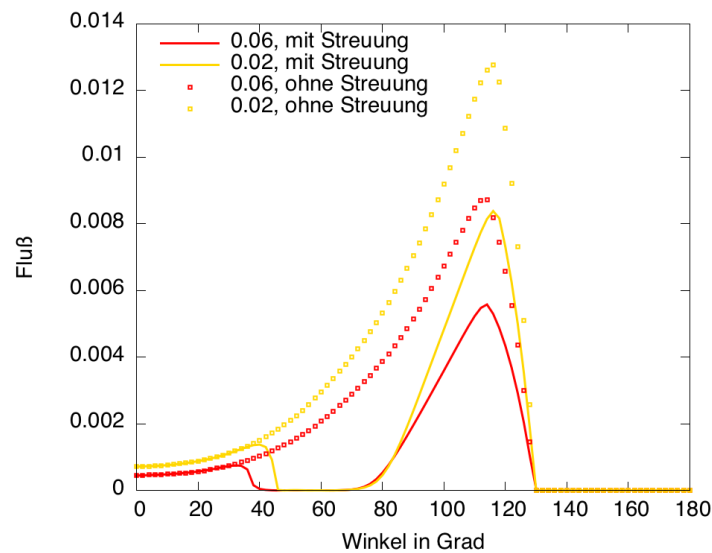


Abbildung 110: Darstellung der Strahlungskomponente Säule innen mit und ohne Streuung für eine Akkretionssäule der Breite $\alpha_o = 0.25$ rad und der Wanddicken 0.06 rad und 0.02 rad, Photonenenergie 10 keV

7.2 ZUSAMMENFASSUNG UND DISKUSSION

In diesem Kapitel sollte genauer untersucht werden, welche Auswirkungen die Änderung der Säulenbreite und Wanddicke auf die Strahlungscharakteristiken haben. Während sich die Variation der Wanddicke nur geringfügig auf den Kurvenverlauf auswirkt, lediglich in einer leichten Änderung des Flusses so-

wie einer kleinen Verschiebung des ersten Minimums infolge unterschiedlicher Wanddicken, beeinflussen verschiedene Säulenbreiten den Verlauf deutlich. Der Kurvenverlauf bei kleinen Winkeln ist für die Vollsäule sehr typisch, denn, wird die Säule von oben betrachtet, erscheint diese dunkel, da sie in diese Richtung nicht strahlt. Die breiteren Säulen zeigen ebenfalls einen typischen Verlauf. Bei kleineren Winkeln beobachtet man ein Minimum, dessen Tiefe und Lage von der Breite der Säule abhängt. So ist bei kleineren Winkeln das Minimum um so tiefer und weiter links, je schmaler die Akkretionssäule ist. Im mittleren Winkelbereich sowie bei den größeren Winkeln zeigen die Kurven je nach Photonenenergie einen Verlauf, der entweder von der Strahlungskomponente Halo oder der der Reprozessierung geprägt ist. Weiterhin zeigt der Vergleich der Strahlungskomponente Halo außen bei der Photonenenergie 1 keV und kleinen Winkeln, dass der Fluß bis zu einer Säulenbreite von 0.325 rad zunächst zunimmt, um anschließend bei noch breiter werdenden Säulen wieder abzunehmen. Begründen lässt sich dies durch eine teilweise Abdeckung des Halo durch die Akkretionssäule. Ebenfalls unterscheidet sich der Verlauf der Kurven für die Strahlungskomponente Säule außen in Abhängigkeit von der Säulenbreite. Die schmalere Säulen (bis $\alpha_0 = 0.325$ rad) zeigen einen Verlauf, wie erwartet. Wird die Akkretionssäule aber breiter, so kann bei einer Untersuchung von unten (bei 180 Grad), der Neutronenstern den Akkretionstrichter nicht komplett abdecken, dies äußert sich in Form eines Anstiegs des Flusses in Richtung 180 Grad.

VARIATION DER TEMPERATUR AN DER SÄULENINNENWAND

Das binäre Akkretionssäulenmodell für hohle Trichter basiert auf den in dieser Arbeit gemachten Annahmen, unter anderem, dass die Akkretionssäule nur an den "Wänden" strahle. Während sich die effektive Temperatur an der äußeren Säulenwand aus dem Zusammenhang der Gesamtemission und der Temperatur ableiten lässt, gibt es zur Darstellung der Temperatur an der Säuleninnenwand kein zufriedenstellendes Modell. Aufgrund dessen soll der Parameter "Temperatur der Säuleninnenwand" genauer betrachtet und durch eine Variation derer der Einfluss auf die Strahlungscharakteristiken untersucht werden.

8.1 BESTIMMUNG DER TEMPERATUR AN DER SÄULENINNEN- UND -AUSSENWAND

Die gesamte Intensität der emittierten Strahlung der äußeren Säulenwand nimmt mit der vierten Potenz der absoluten effektiven Temperatur zu. Für die freie Abstrahlung der äußeren Säulenwand erhält man deshalb

$$F = \sigma T_o^4 \quad (8.1)$$

mit σ als Stefan-Boltzmann-Konstante und T_o als effektive Temperatur an der äußeren Säulenwand. Aus dem Zusammenhang zwischen der Gesamtstrahlungsflußdichte L und der Effektivtemperatur

$$L = A F = A \sigma T_o^4 \quad (8.2)$$

wobei A die abstrahlende Fläche ist, folgt nach einer Umformung für T_o :

$$T_o = \left(\frac{L}{A \sigma} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (8.3)$$

Zur Bestimmung der maximal möglichen effektiven Temperatur T_i an der Säuleninnenwand (nach (Kraus [41])) muss eine andere Herangehensweise gewählt werden, denn hier strahlt die Säulenwand nicht mehr frei, sondern in das Innere der Akkretionssäule. Nach Basko und Sunyaev (Basko & Sunyaev [3]) erhält man für den Fluß F_θ senkrecht zur radialen Richtung

$$F_\theta = -\frac{c}{\kappa} \frac{1}{\rho} \frac{\partial u}{\partial \theta}$$

Eine Vereinfachung der obigen Gleichung sowie eine Anpassung dieser für den Fall, dass die untersuchte Säule eine Hohl-säule ist, liefert das folgende Ergebnis

$$F_\theta(r) = -\frac{c}{3} \frac{u}{\kappa \rho d} \quad (8.4)$$

wobei $\kappa = 0.4 (\sigma_S/\sigma_T) \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ für die Opazität, ρ für die Dichte, u für die Energiedichte und $d = r_n \cdot (\alpha_o - \alpha_i)$ für die Wanddicke steht.

Unter der Annahme, dass sich die Säuleninnenwand im thermischen Gleichgewicht befindet, und mit Hilfe der Definition der Effektivtemperatur lässt sich für die Strahlungsbilanz der Säuleninnenwand schreiben

$$\frac{1}{4} c u = \sigma T_i^4 \quad (8.5)$$

Eine Umformung letzterer Gleichung nach der Energiedichte u und nach Einsetzen des Ergebnisses in 8.4 liefert die abgestrahlte Leistung in Abhängigkeit der Temperatur T_i

$$F_\theta(r) = \frac{4}{3} \frac{\sigma}{\kappa \rho d} T_i^4 \quad (8.6)$$

Die Dichteverteilung an einem Ort des Akkretionsstroms kann mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung 4.12 aus Kapitel 4.2 beschrieben werden. Ersetzt man in dieser Gleichung den Ausdruck $\sqrt{r_s/r}$ mit der Geschwindigkeit v , so verdeutlicht folgende Gleichung recht gut den Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeit und der Dichte des Plasmas, wenn sich dieses oberhalb der Schockfront im Freifall befindet:

$$\rho_0 v \frac{1}{B} = \text{konst.}$$

Nach der Aussage von Basko und Sunyaev (Basko & Sunyaev [3]) beträgt die Geschwindigkeit des Plasmas nach dem Passieren der Schockfront nur noch $1/7$ des ursprünglichen Wertes. Unter Berücksichtigung dieser Aussage sowie des Zusammenhangs zwischen v und ρ_0 lässt sich für die Dichte grob annähern: $\rho_u \approx 7 \rho_o$, wobei ρ_u für die Dichte unterhalb der Schockfront steht.

Setzt man dies nun in Gleichung 8.6 ein,

$$F_\theta(r) = \frac{4}{21} \frac{\sigma}{\kappa \rho_u d} T_i^4 \quad (8.7)$$

so kann die Temperatur T_i an der Innenwand der Akkretions säule in Abhängigkeit zur Temperatur an der äußeren Säulenwand T_o ausgedrückt werden, indem die Gleichungen 8.7 und 8.1 gleich gesetzt

$$\sigma T_o^4 = \frac{4}{21} \frac{\sigma}{\kappa \rho_u d} T_i^4$$

und entsprechend nach T_i aufgelöst werden

$$T_i = T_o \left(\frac{21}{4} \kappa \rho_u d \right)^{\frac{1}{4}} \quad (8.8)$$

Eine graphische Darstellung der Temperaturen aus Abbildung 111 verdeutlicht deren Abhängigkeit von der Säulenbreite. Zur Darstellung des Kurvenverlaufs kT_o wurde die Gleichung 8.3 verwendet, wobei für die Leuchtkraft ein Wert von $L = 1.09 \cdot 10^{30}$ W eingesetzt worden ist. Aufgetragen wurde α_0 gegen kT_o (in der Graphik wird die Achse als kT bezeichnet). Die drei Kurvenverläufe kT_i zeigen die Abhängigkeit der Temperatur an der inneren Säulenwand von der Säulenbreite α_0 und wurden mit Hilfe der Gleichung 8.8 bestimmt. Aufgetragen wurde α_0 gegen kT_i (in der Graphik als kT bezeichnet). Für die Wanddicke wählte man drei verschiedene Werte aus: 0.1 rad (rote Kurve), 0.06 rad (orange Kurve) und 0.02 rad (rosafarbene Kurve), während die Dichte unterhalb der Schockfront ρ_u entsprechend der Säulenbreite und Wanddicke angepasst wurde.

Die Temperatur nimmt, wie erwartet, an der äußeren Säulenwand schneller mit ansteigender Säulenbreite ab, infolge der größer werdenden abstrahlenden Fläche. An der Kurve für die Temperatur der inneren Säulenwand ist gut zu sehen, dass die innere Säulenwand bei gleichem Öffnungswinkel α_0 eine höhere Temperatur im Vergleich zur äußeren Säulenwand aufweist.

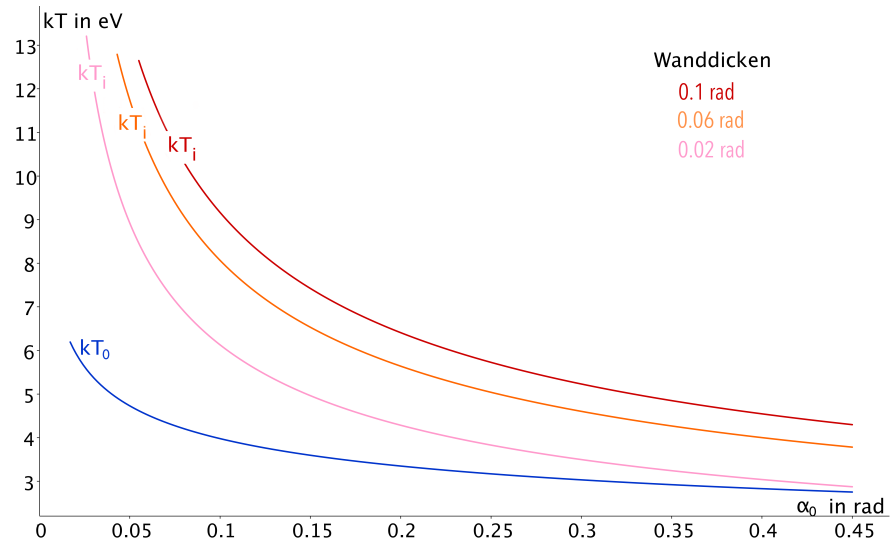


Abbildung 111: Darstellung der Temperatur an der äußeren (kT_0) und inneren (kT_i) Säulenwand in Abhängigkeit der Säulenbreite α_0 ; kT_i wurde für drei verschiedene Wanddicken dargestellt: 0.1 rad/ 0.06 rad/ 0.02 rad

Vergleicht man die unterschiedlichen Wanddicken für die gleiche Säulenbreite, so fällt auf, dass die Akkretionssäule mit der größten Wanddicke die höchste Temperatur aufweist, während die vergleichsweise niedrigste Temperatur an der Säule mit der dünnsten Wanddicke beobachtet wird. Eine in dem hier beschriebenen Modell gemachte Annahme ist, dass sich die inneren Säulenwände aufgrund der Emission der Strahlung in das Säuleninnere gegenseitig aufheizen, das bedeutet, je kleiner der hohle Bereich innerhalb der Akkretionssäule ist, desto höher ist die Temperatur. Wie bereits näher erläutert, übt die Höhe der Temperatur der inneren Säulenwand vor allem auf den inneren Bereich der Akkretionssäule einen Einfluss aus. Dieses Verhalten müsste sich also vor allem bei den Strahlungskomponenten Säule innen und Halo innen bemerkbar machen sowie den Gesamtkurvenverlauf beeinflussen.

Überträgt man diese theoretischen Vorüberlegungen auf die Emissionscharakteristiken, so erwartet man bei den Strahlungskomponenten Halo innen und Säule innen die größten Änderungen des Kurvenverlaufs. Hier müsste der Fluß, vor allem bei kleinen Winkeln, mit steigender Temperatur zunehmen. Die Strahlungskomponente Reprozessierung dürfte bei verschiedenen Temperaturmodellen kaum merkliche Unterschiede aufweisen, denn zwar liefert Halo innen einen Beitrag zur Reprozessie-

rung, dieser ist aber kaum von Bedeutung. Unbeeinflusst von der Temperaturänderung müssten die Strahlungskomponenten Halo außen und Säule außen bleiben.

8.2 ERGEBNISSE DER SIMULATIONSRECHNUNGEN

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse zur Variation der Temperatur an der inneren Säulenwand dargestellt. Zur Durchführung der hierzu notwendigen Rechnungen muss zunächst die Temperatur festgelegt werden. Die Temperatur kT_o an der äußeren Säulenwand lässt sich mit Hilfe der Formel 8.3 bestimmen. Je nach Breite der Akkretionssäule ändert sich die Fläche A , dies führt zu einer Variation der Temperatur, wie die Ergebnisse später zeigen werden. Die Grenzen für die Temperatur kT_i an der Säuleninnenwand wurden wie folgt festgelegt: die untere Grenze legt kT_o fest. Dies beschreibt den Fall, dass die Temperatur an der inneren und äußeren Säulenwand gleich ist (Temperaturmodell a). Die obere Grenze wurde mit Hilfe von 8.8 bestimmt. Auch hier gilt, die Temperatur der inneren Säulenwand variiert mit der Breite der Säule. Im Temperaturmodell c wurde der maximal mögliche Wert für die innere Säulenwand gewählt, also $kT_i = kT_{i,max}$. Die dritte Temperatur in dieser Parameterstudie wurde durch das arithmetische Mittel bestimmt (Temperaturmodell b). Hier liegt die Temperatur in der Mitte zwischen der maximal möglichen und der kleinst möglichen Temperatur für die innere Säulenwand. Bestimmt wurde dieser Wert wie folgt: $kT_i = 0.5 \cdot (kT_{i,max} + kT_o) = kT_{i,mittel}$.

Bei der Untersuchung der Auswirkung des Parameters "Temperatur" auf die Strahlungscharakteristiken wurden alle Rechnungen mit gleicher Leuchtkraft von $1.09 \cdot 10^{30}$ W durchgeführt. Die Zyklotronenergie betrug 59.5 keV. Bei den Photonenenergien fiel die Entscheidung auf folgende Werte: 1 keV, 10 keV, 30 keV, 60 keV und 90 keV, sie entsprechen den lokalen Werten, gemessen am Neutronenstern.

Die Ergebnisse in Kapitel 8.2.1 wurden für eine Akkretionssäule der Breite 0.15 rad und Wanddicke 0.06 rad erzeugt. Daraus resultierende Temperaturen kT_o sowie die Dichte ρ für alle drei Modelle sind: $kT_o = 3.58$ keV und $\rho = 3.35 \cdot 10^{-5}$ g/cm³. Die Temperatur kT_i für Modell a beträgt $kT_i = 3.58$ keV, für Modell

c $kT_i = 5.14$ keV und für Modell b $kT_i = 4.36$ keV.

Das Kapitel 8.2.2 zeigt die Ergebnisse für variierende Säulenbreiten und zwei verschiedene Temperaturmodelle (a und c), die miteinander verglichen werden. Die Säulenbreiten entsprechen denen aus Kapitel 7, diese differieren also zwischen 0.07 rad und 0.4 rad. Die zugehörige Temperatur und die jeweilige Dichte für die Säule der Breite 0.07 rad sind: $kT_o = 4.34$ keV und $\rho = 1.00 \cdot 10^{-4}$ g/cm³ für alle Temperaturmodelle. Für Modell a beträgt $kT_i = 4.34$ keV und für Modell c ist $kT_i = 6.26$ keV.

Für eine 0.15 rad breite Säule sind, für beide Modelle, $kT_o = 3.58$ keV und $\rho = 3.35 \cdot 10^{-5}$ g/cm³. Die Temperatur an der inneren Säulenwand für Modell a beträgt $kT_i = 3.58$ keV und für Modell c $kT_i = 5.14$ keV.

Für die Säule der Breite 0.25 rad wurden folgende Werte für Temperatur kT_o und Dichte ρ errechnet: 3.15 keV und $1.84 \cdot 10^{-5}$ g/cm³. Für kT_i erhält man für Modell a: $kT_i = 3.15$ keV und für Modell c $kT_i = 3.89$ keV.

Die breiteste Säule mit 0.4 rad hat folgende Werte: $kT_o = 2.80$ keV und $\rho = 1.11 \cdot 10^{-5}$ g/cm³ für beide Temperaturmodelle. Die Temperatur kT_i für Modell a beträgt $kT_i = 2.80$ keV und für Modell c $kT_i = 3.05$ keV.

Eine Zusammenfassung aller in dieser Rechnung wichtigen Parameter findet sich in Anhang D.

8.2.1 *Variation der Temperatur an der Säuleninnenwand bei konstanter Säulenbreite und Wanddicke*

Ein Vergleich der Gesamtstrahlungscharakteristiken aus den Abbildungen 112 bis 114 lässt erkennen, wie sich der Kurvenverlauf bei variierender Temperatur an der Säuleninnenwand und gleichbleibender Photonenenergie ändert. Die größten Abweichungen zwischen den Kurvenverläufen sind bei der Photonenenergie von 1 keV zu beobachten. Während im Minimum sowie ab circa 130 bis 170 Grad die Kurvenverläufe identisch sind, beobachtet man bei den restlichen Winkeln eine Auffächerung. Das Zustandekommen dieser Auffächerung lässt sich erklären, wenn man die komponentenweise Darstellung der Kurvenverläufe näher betrachtet.

1 und 10 keV

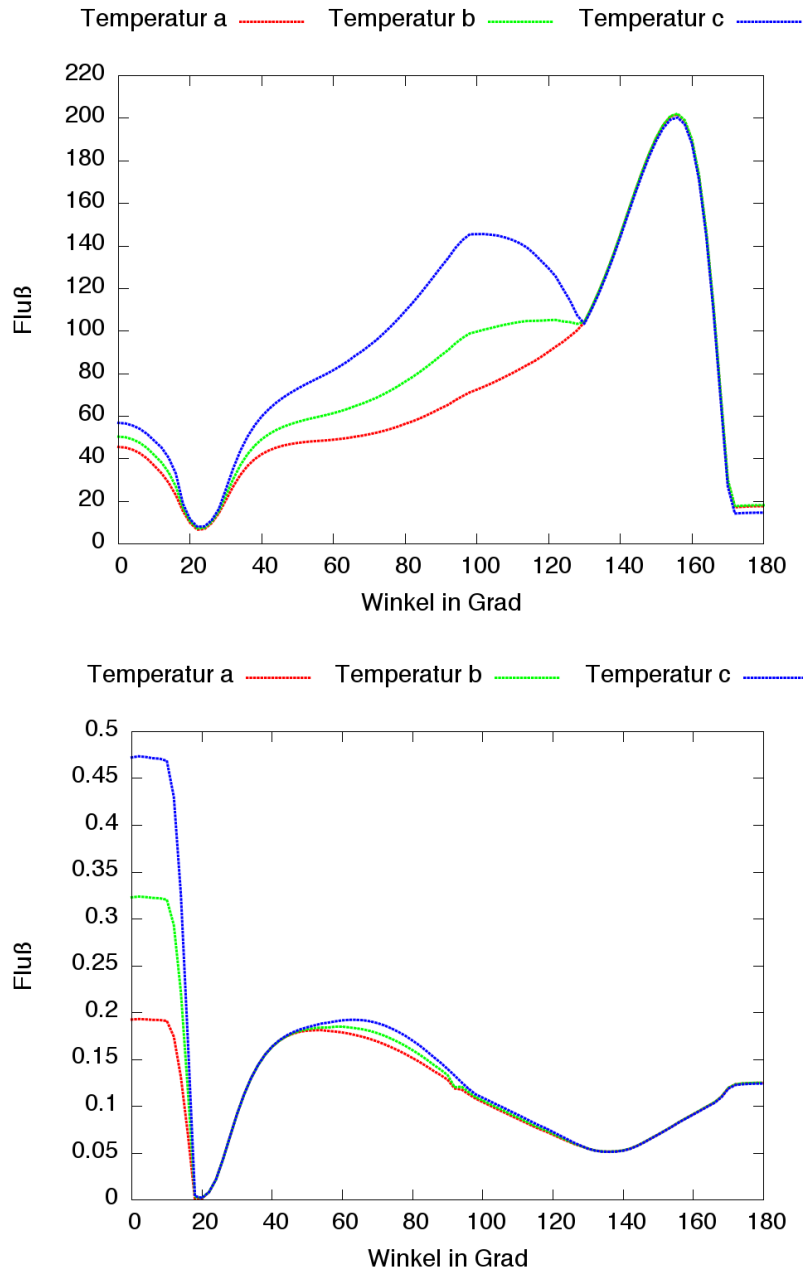


Abbildung 112: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Temperatur a: $kT_i = kT_o$, Temperatur b: $kT_i = kT_{i,mittel}$, Temperatur c: $kT_i = kT_{i,max}$, Säulenbreite 0.15 rad, Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 1 keV (Bild oben)/10 keV (Bild unten), Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

30 und 60 keV

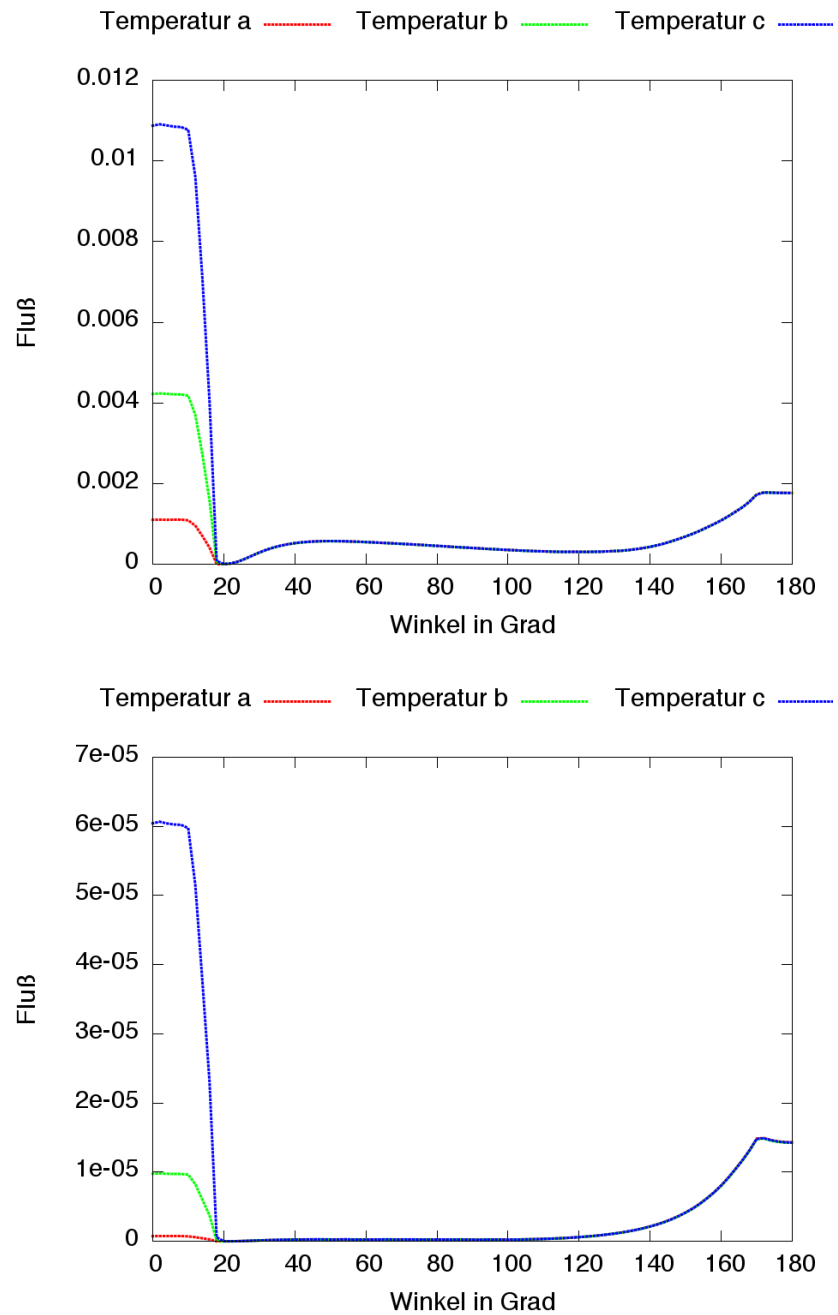


Abbildung 113: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Temperatur: Temperatur a: $kT_i = kT_o$, Temperatur b: $kT_i = kT_{i,mittel}$, Temperatur c: $kT_i = kT_{i,max}$, Säulenbreite 0.15 rad, Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 30 keV (Bild oben)/60 keV (Bild unten), Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

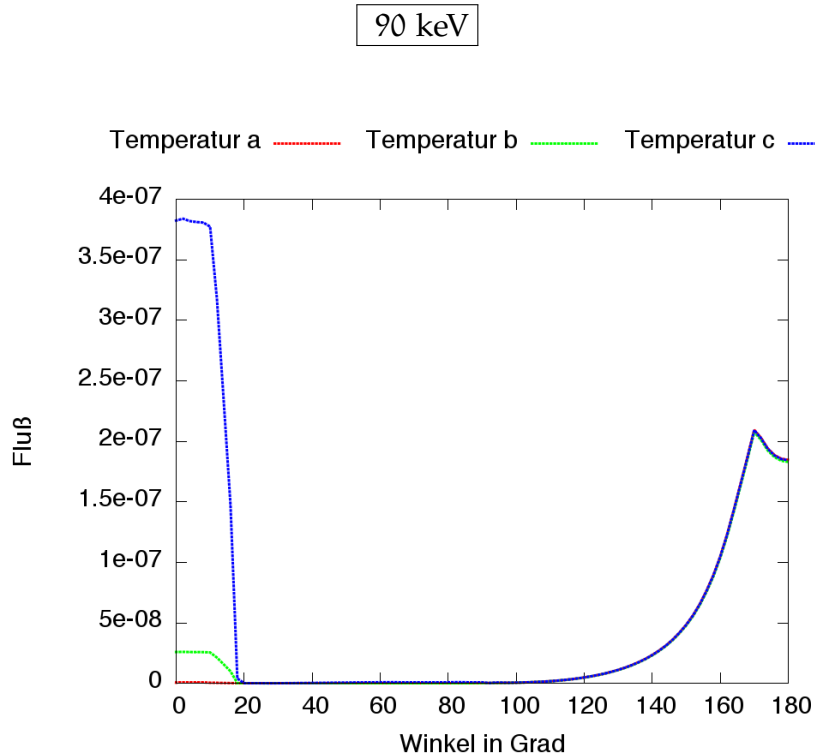


Abbildung 114: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Temperatur: Temperatur a: $kT_i = kT_o$, Temperatur b: $kT_i = kT_{i,mittel}$, Temperatur c: $kT_i = kT_{i,max}$, Säulenbreite 0.15 rad, Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 90 keV, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

Zu sehen ist diese in den Abbildungen 115 bis 119, wobei das obere Bild das Temperaturmodell a ($kT_i = kT_o$) präsentiert und im unteren Bild das Temperaturmodell c ($kT_i = kT_{i,max}$) zu sehen ist.

Abbildung 115 zeigt die Gesamtstrahlung sowie ihre Komponenten für 1 keV. Dieser Vergleich veranschaulicht, dass infolge der höheren Temperatur an der inneren Säulenwand (Modell c) die Strahlungskomponenten Säule innen sowie Halo innen einen deutlich höheren Fluß aufweisen und somit den Gesamtkurvenverlauf im mittleren Winkelbereich (zwischen 30 und 130 Grad) und bei den kleinen Winkeln (bis 20 Grad) stark beeinflussen. Bei großen Winkeln (ab 170 Grad) beobachtet man ebenfalls eine leichte Auffächerung, die auf die Höhe des Flusses der Strahlungskomponente Reprozessierung zurückzuführen ist.

1 keV

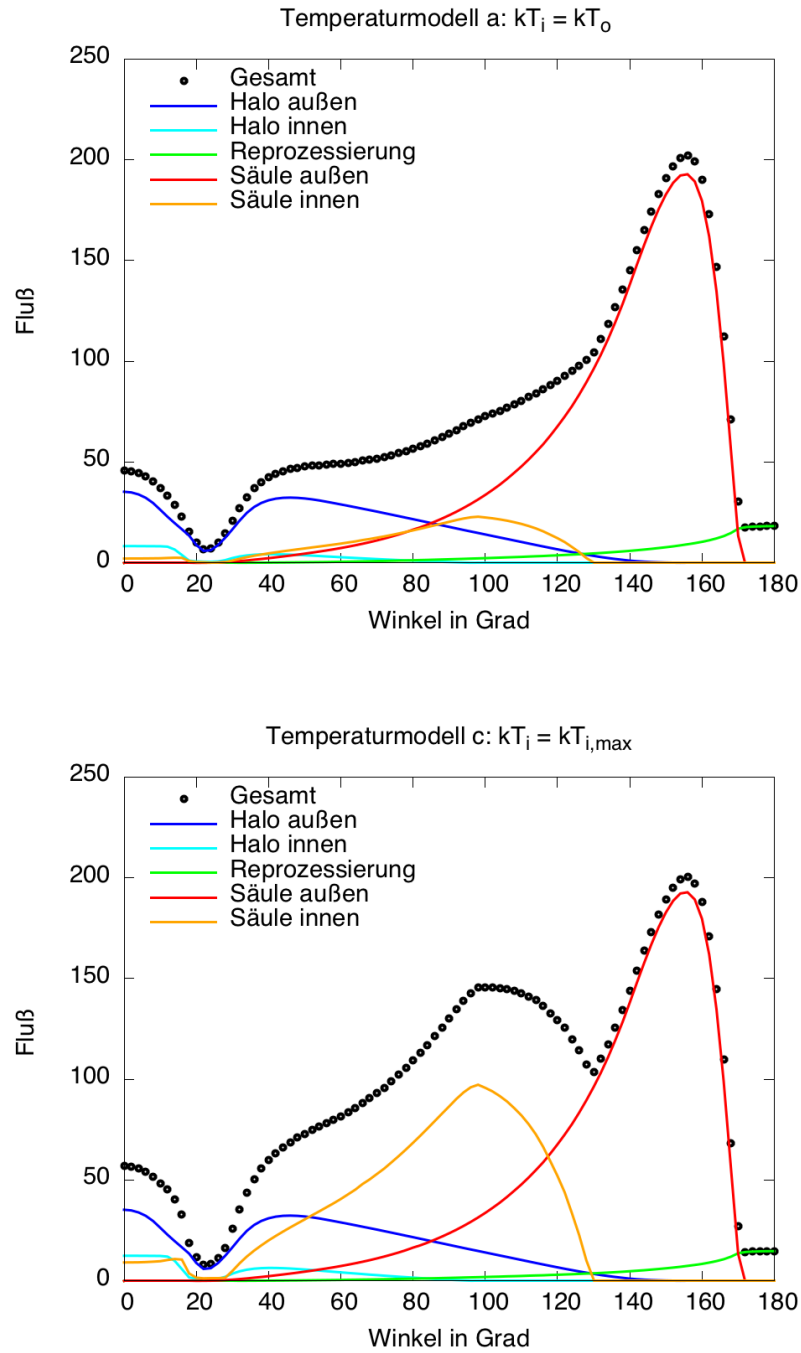


Abbildung 115: Darstellung der Gesamtstrahlung sowie ihrer Komponenten für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Temperaturmodell a: $kT_i = kT_o = 3.58$ keV (Bild oben)/Temperaturmodell c: $kT_o = 3.58$ keV, $kT_{i,max} = 5.14$ keV (Bild unten), Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Photonenenergie 1 keV

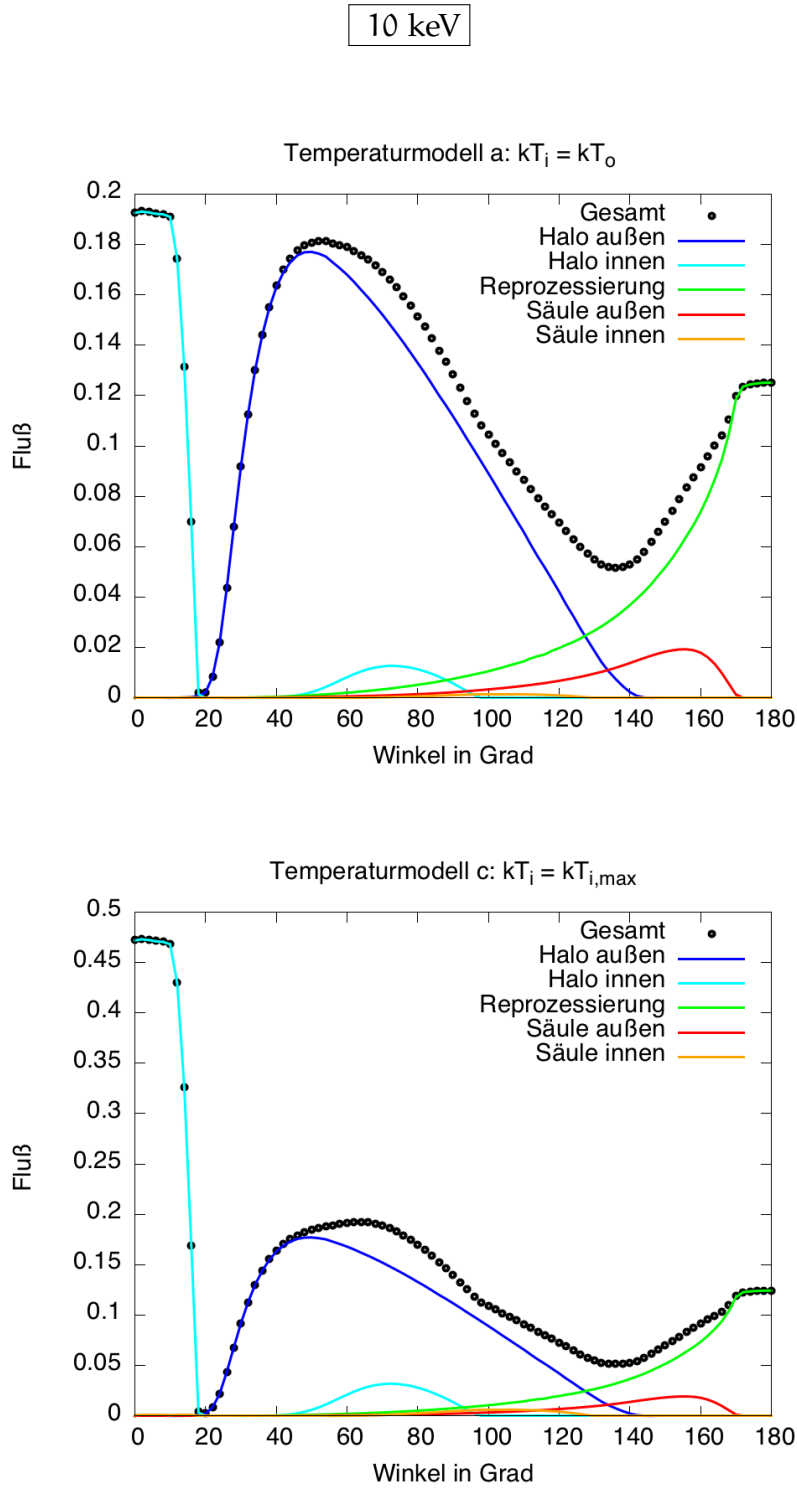


Abbildung 116: Darstellung der Gesamtstrahlung sowie ihrer Komponenten für eine Hohlzylinder mit folgenden Parametern: Temperaturmodell a: $kT_i = kT_o = 3.58$ keV (Bild oben)/Temperaturmodell c: $kT_o = 3.58$ keV, $kT_{i,max} = 5.14$ keV (Bild unten), Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Photonenenergie 10 keV

30 keV

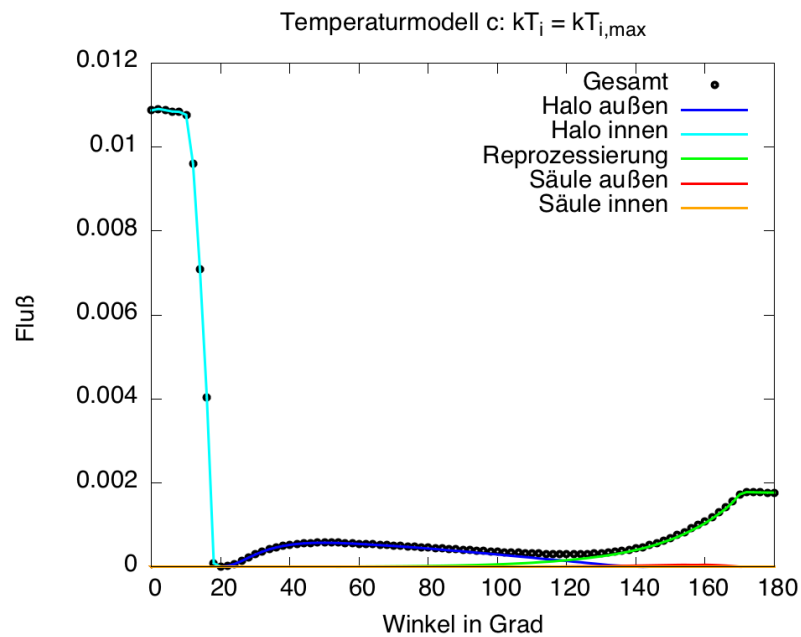
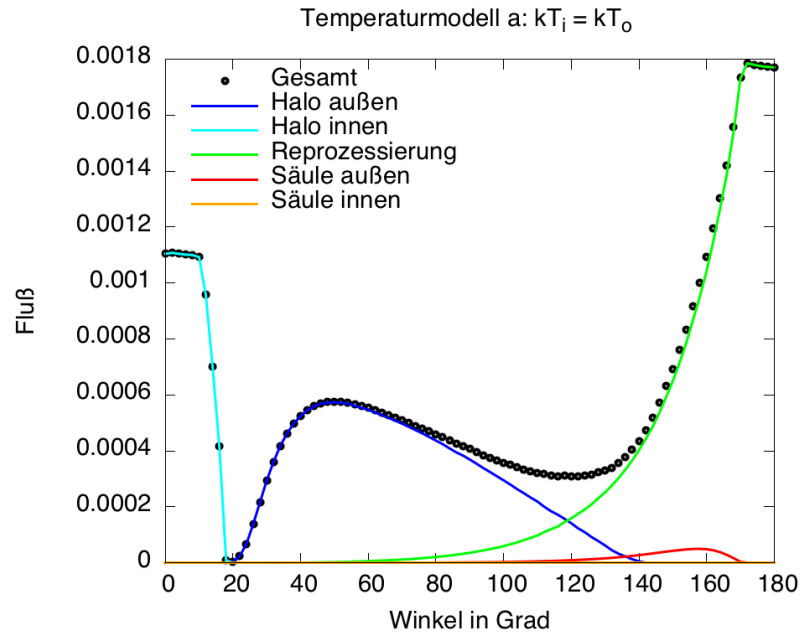


Abbildung 117: Darstellung der Gesamtstrahlung sowie ihrer Komponenten für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Temperaturmodell a: $kT_i = kT_o = 3.58$ keV (Bild oben)/Temperaturmodell c: $kT_o = 3.58$ keV, $kT_{i,max} = 5.14$ keV (Bild unten), Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Photonenenergie 30 keV

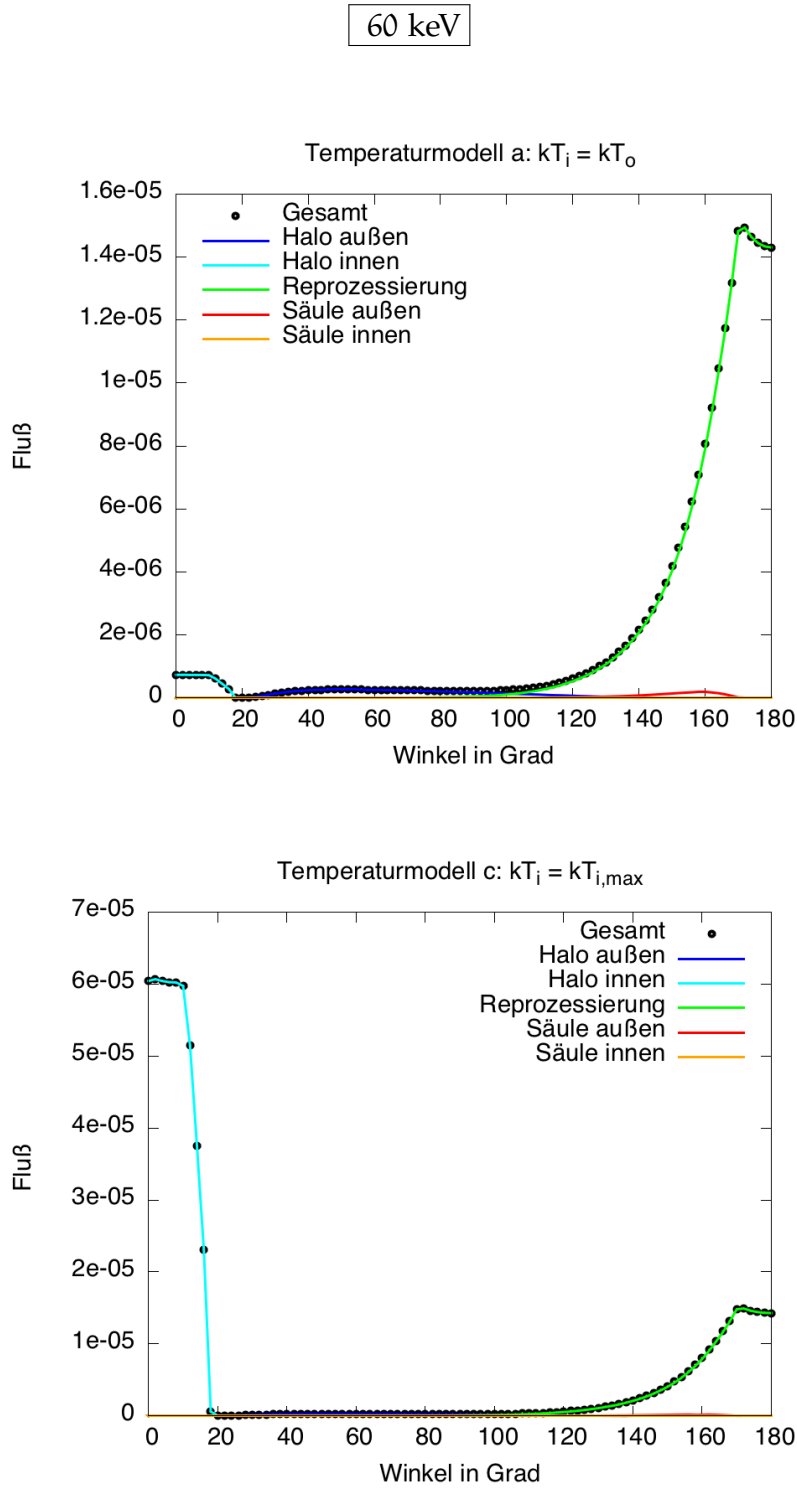


Abbildung 118: Darstellung der Gesamtstrahlung sowie ihrer Komponenten für eine Hohl säule mit folgenden Parametern: Temperaturmodell a: $kT_i = kT_o = 3.58$ keV (Bild oben)/Temperaturmodell c: $kT_o = 3.58$ keV, $kT_{i,max} = 5.14$ keV (Bild unten), Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Photonenenergie 60 keV

90 keV

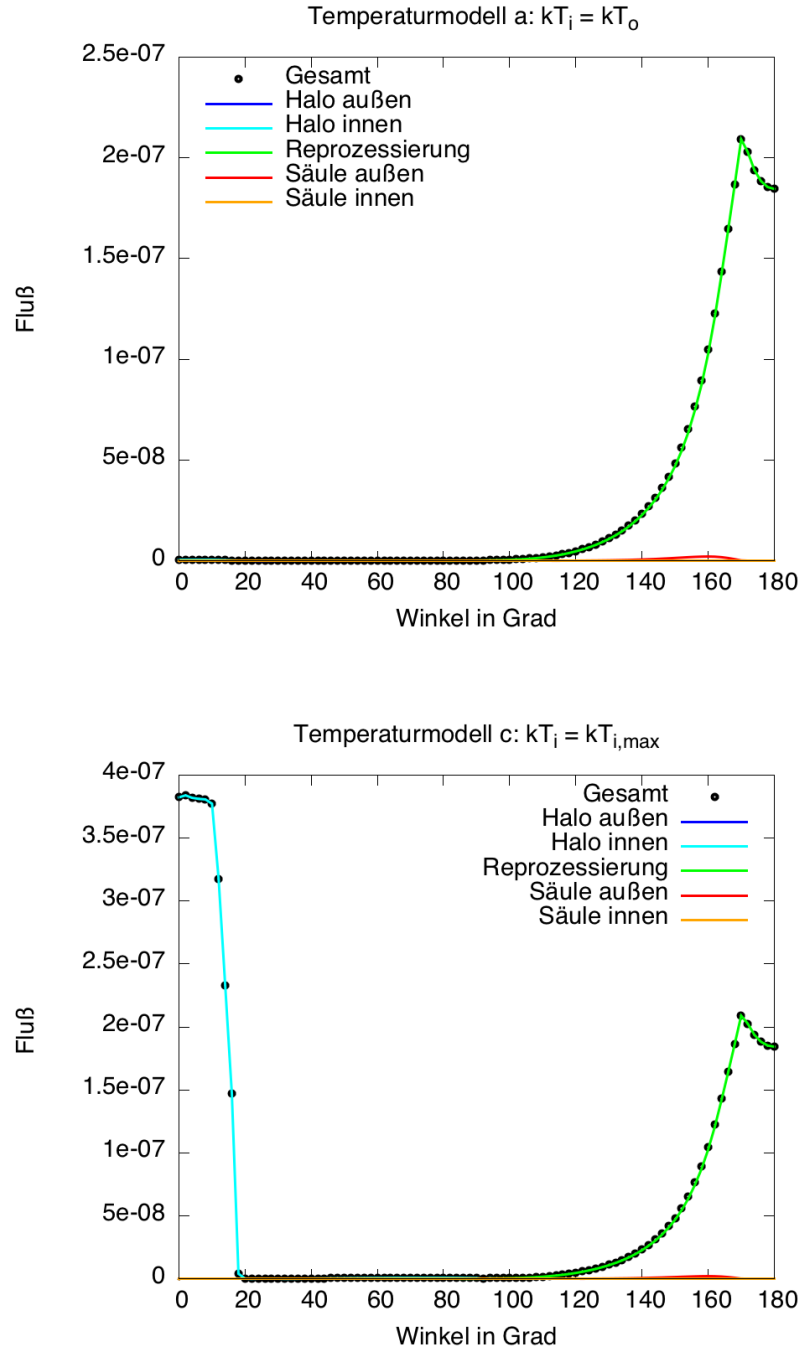


Abbildung 119: Darstellung der Gesamtstrahlung sowie ihrer Komponenten für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Temperaturmodell a: $kT_o = kT_i = 3.58$ keV (Bild oben)/Temperaturmodell c: $kT_o = 3.58$ keV, $kT_{i,max} = 5.14$ keV (Bild unten), Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Photonenenergie 90 keV

Zusammenfassend kann man sagen, dass bei 1 keV der Einfluss der Komponenten Säule innen, Halo innen und Reprozessierung mit steigender Temperatur zunimmt, wobei die Emission der inneren Säulenwand am ausschlaggebendsten ist.

Während bei 1 keV vor allem die Emission der inneren und der äußeren Säulenwand den Gesamtkurvenverlauf prägen, spielen bei 10 keV diese Strahlungskomponenten eine eher untergeordnete Rolle, hier wird der Kurvenverlauf vor allem durch Halo innen und außen dominiert. Auch bei dieser Photonenenergie ist eine Auffächerung der Kurven zu beobachten, obgleich diese im mittleren Winkelbereich viel kleiner ausfällt, als es bei kleinen Winkeln (bis 20 Grad) der Fall ist. Auch hier bringt ein Blick auf die Zusammensetzung der Gesamtstrahlung aus einzelnen Komponenten (siehe Abbildung 116) Klarheit. Bei kleinen Winkeln bestimmt der innere Halo den Kurvenverlauf. Auch die Auffächerung bei den Winkeln zwischen 50 und 100 Grad wird durch den inneren Halo verursacht. Deutlich zeigt dies ein Vergleich der Bilder aus Abbildung 116. Während im oberen Bild die Temperatur der beiden Säulenwände (innen und außen) gleich ist, wird der Gesamtstrahlungsverlauf von Halo innen, Halo außen und Reprozessierung geprägt, deren maximaler Fluß fast gleich groß ist. Beim unteren Bild (Temperatur der inneren Säulenwand gleich der maximalen Temperatur, also $kT_i = kT_{i,max}$) ändert sich der Einfluss der einzelnen Komponenten aufgrund der höheren Temperatur der Säuleninnenwand. Hier dominiert vor allem der innere Halo den Kurvenverlauf. Jene ist auch die Kurve mit dem höchsten Fluß, während Halo außen und Reprozessierung einen vergleichsweise geringeren Fluß aufweisen. Das bedeutet, beobachtet wird das, was bereits erwartet wurde, je höher die Temperatur an der Säuleninnenwand, desto höher ist der Fluß des inneren Halo, sowohl bei der Draufsicht (kleine Winkel) als auch bei der Sicht auf die Akkretionssäule von der Seite (mittlerer Winkelbereich).

Bei den Photonenenergien 30, 60 und 90 keV nimmt der Einfluss des inneren Halo stark ab. Eine Ausnahme stellt der Winkelbereich bis circa 20 Grad dar, hier bestimmt der innere Halo den Kurvenverlauf. Dies ist verständlich, da bei der Sicht von oben der Bereich der Neutronensternoberfläche den größten Einfluss ausübt, welcher durch die Säuleninnenwand begrenzt wird, also der innere Halo. Ab 20 Grad weisen die Kurven zur

Darstellung der Gesamtstrahlung für alle drei Temperaturmodelle einen identischen Verlauf auf. Dieser wird, wie ein Blick auf die komponentenweise Darstellung der Gesamtstrahlung in den Abbildungen 117 bis 119 zeigt, ausschließlich von der Reprozessierung dominiert.

Die bisher präsentierten Ergebnisse bestätigen, was bereits erwartet wurde, die Strahlungskomponenten Säule innen und Halo innen spielen bei der Variation der Temperatur eine entscheidende Rolle. Aus diesem Grund sollen diese Komponenten etwas eingehender betrachtet werden.

Ein Vergleich der Kurvenverläufe des inneren Halo (Bild oben) sowie der inneren Säulenwand (Bild unten) ist in den Abbildungen 120, 121, 122, 123 und 124 dargestellt. Verglichen wurden, wie auch beim Gesamtkurvenverlauf, die Auswirkungen der variierenden Temperatur an der Säuleninnenwand auf den inneren Halo sowie die innere Säulenwand, wobei die Photonenenergie pro Vergleich konstant blieb und die Temperatur je nach Temperaturmodell a, b oder c eingestellt wurde.

Das Ergebnis bestätigt die Erwartungen. So stellt die Säulenwand mit der höchsten effektiven Temperatur (Temperaturmodell c) den Kurvenverlauf mit dem höchsten Fluß dar, während das Temperaturmodell a, das für gleiche Temperaturen an der Säulenaußen- und innenwand steht, den Kurvenverlauf mit dem vergleichsweise niedrigsten Fluß aufweist. Diese Reihenfolge der Kurven lässt sich bei allen Photonenenergien für Halo innen und Säule innen beobachten.

1 keV

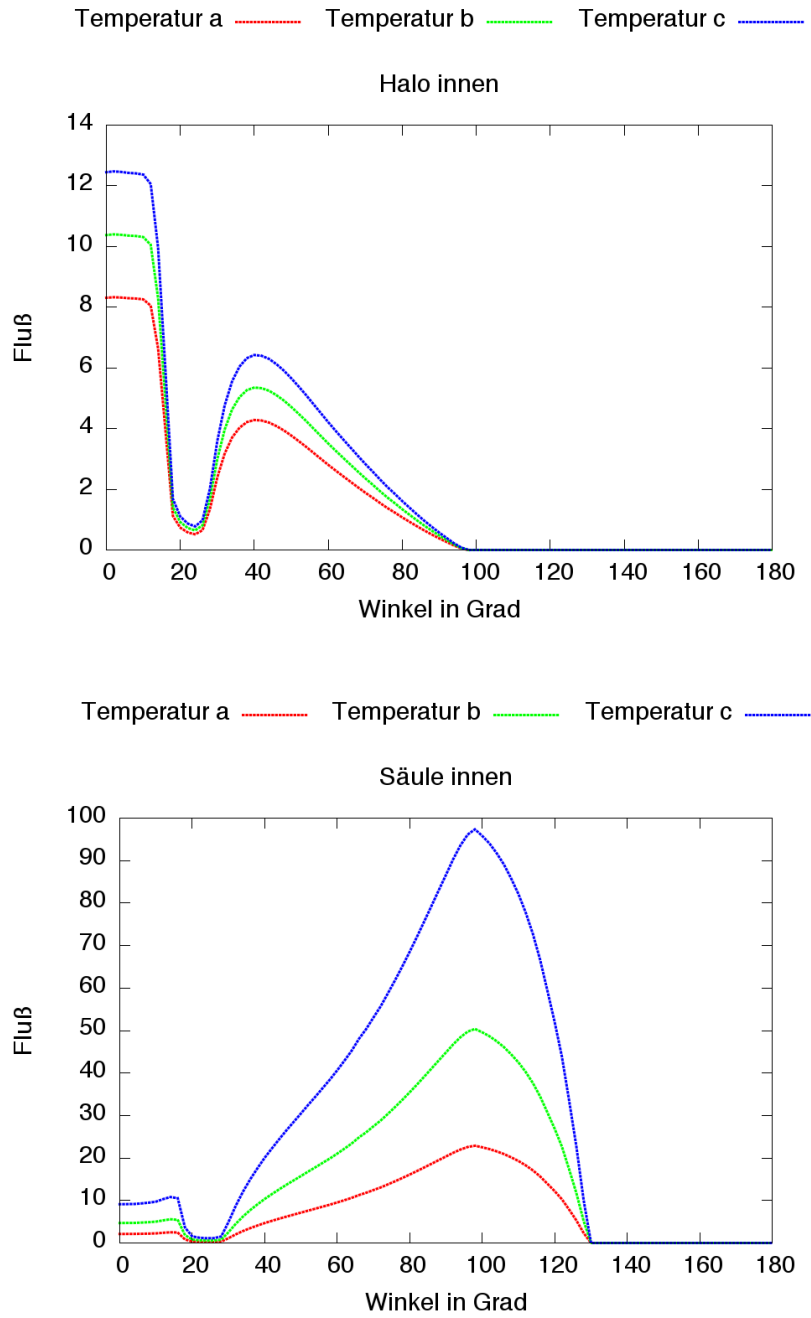


Abbildung 120: Darstellung der Strahlungskomponenten Halo innen (Bild oben) und Säule innen (Bild unten) für eine Hohl säule mit folgenden Parametern: Temperatur a: $kT_i = kT_o$, Temperatur b: $kT_i = 0.5 (kT_{i,max} + kT_o)$, Temperatur c: $kT_i = kT_{i,max}$, Säulenbreite 0.15 rad, Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 1 keV, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

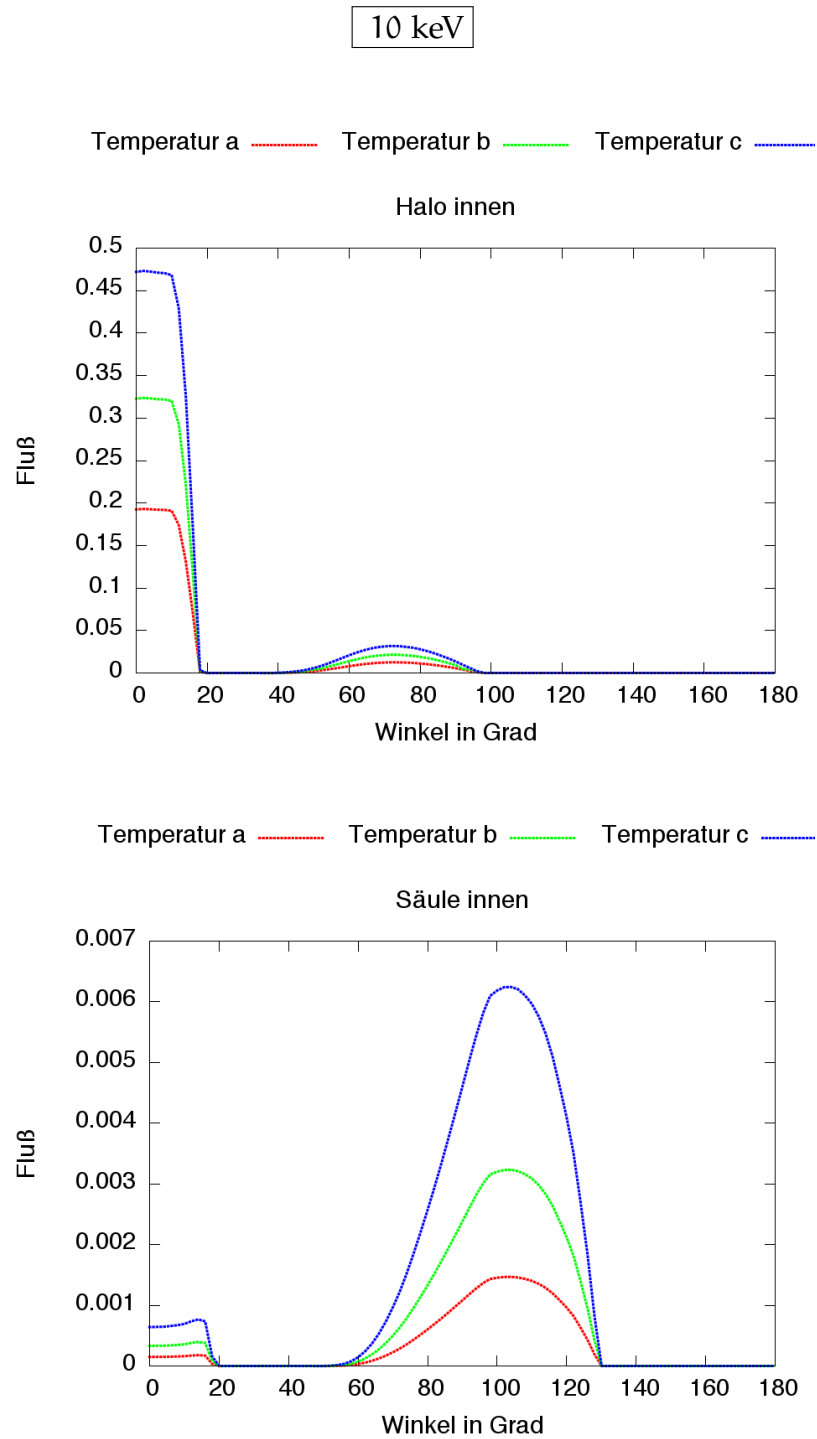


Abbildung 121: Darstellung der Strahlungskomponenten Halo innen (Bild oben) und Säule innen (Bild unten) für eine Hohl säule mit folgenden Parametern: Temperatur a: $kT_i = kT_o$, Temperatur b: $kT_i = 0.5 (kT_{i,max} + kT_o)$, Temperatur c: $kT_i = kT_{i,max}$, Säulenbreite 0.15 rad, Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 10 keV, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

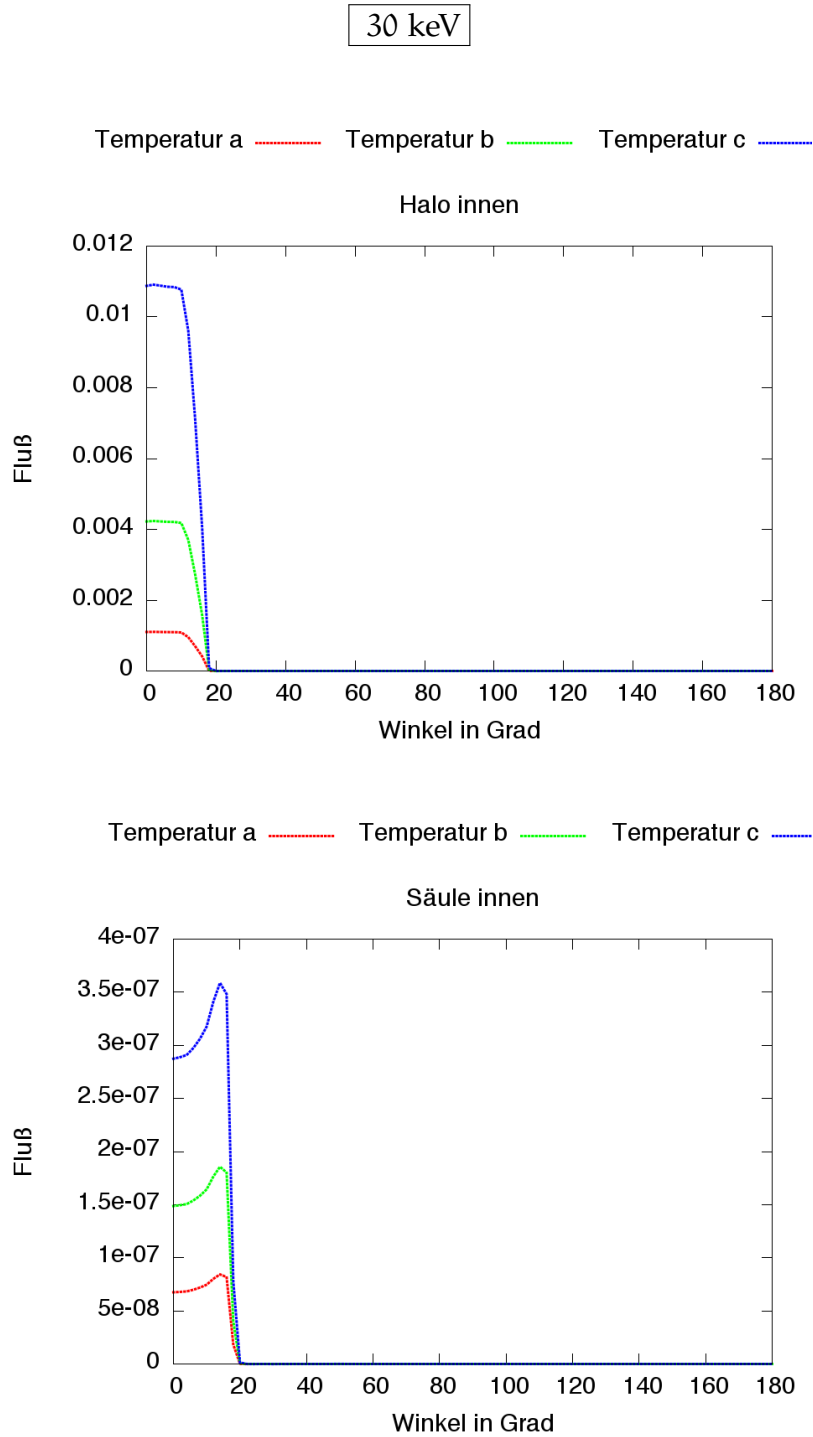


Abbildung 122: Darstellung der Strahlungskomponenten Halo innen (Bild oben) und Säule innen (Bild unten) für eine Hohl säule mit folgenden Parametern: Temperatur a: $kT_i = kT_o$, Temperatur b: $kT_i = 0.5 (kT_{i,max} + kT_o)$, Temperatur c: $kT_i = kT_{i,max}$, Säulenbreite 0.15 rad, Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 30 keV, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

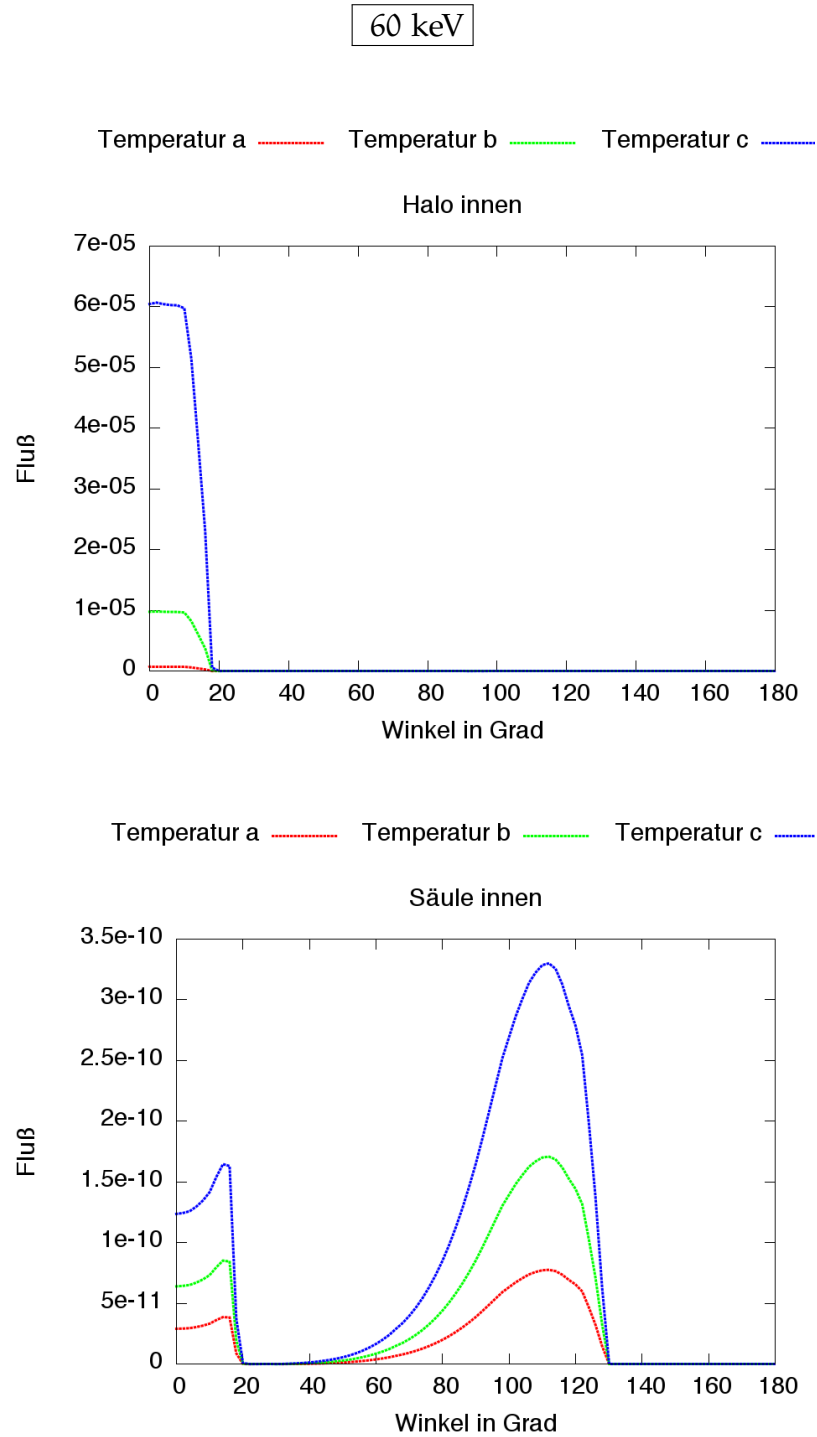


Abbildung 123: Darstellung der Strahlungskomponenten Halo innen (Bild oben) und Säule innen (Bild unten) für eine Hohl säule mit folgenden Parametern: Temperatur a: $kT_i = kT_o$, Temperatur b: $kT_i = 0.5 (kT_{i,max} + kT_o)$, Temperatur c: $kT_i = kT_{i,max}$, Säulenbreite 0.15 rad, Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 60 keV, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

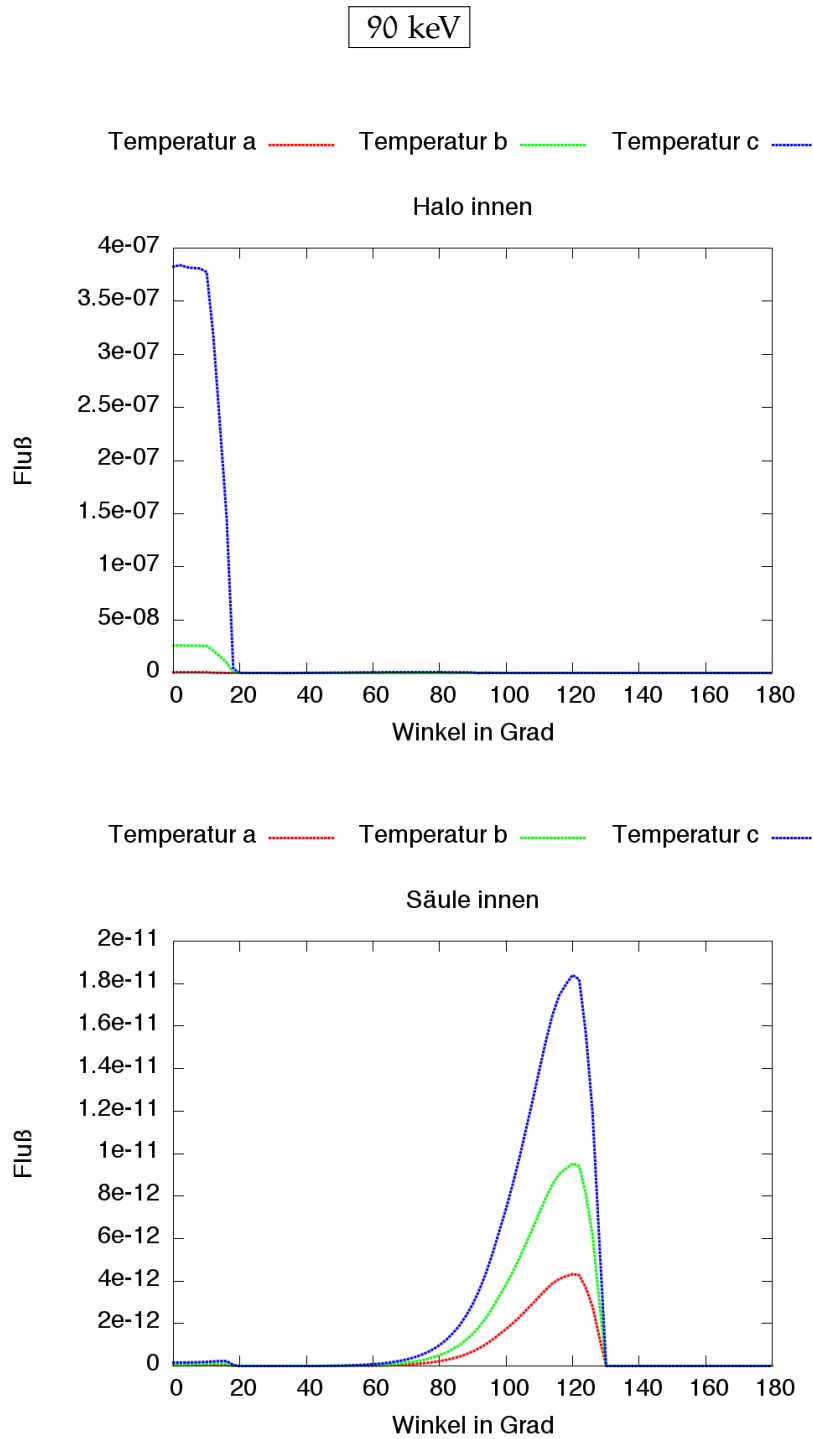


Abbildung 124: Darstellung der Strahlungskomponenten Halo innen (Bild oben) und Säule innen (Bild unten) für eine Hohl säule mit folgenden Parametern: Temperatur a: $kT_i = kT_o$, Temperatur b: $kT_i = 0.5 (kT_{i,max} + kT_o)$, Temperatur c: $kT_i = kT_{i,max}$, Säulenbreite 0.15 rad, Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 90 keV, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

Eine Normierung der Kurven für Halo innen und Säule innen für die Temperaturmodelle a und c zeigt Abbildung 125.

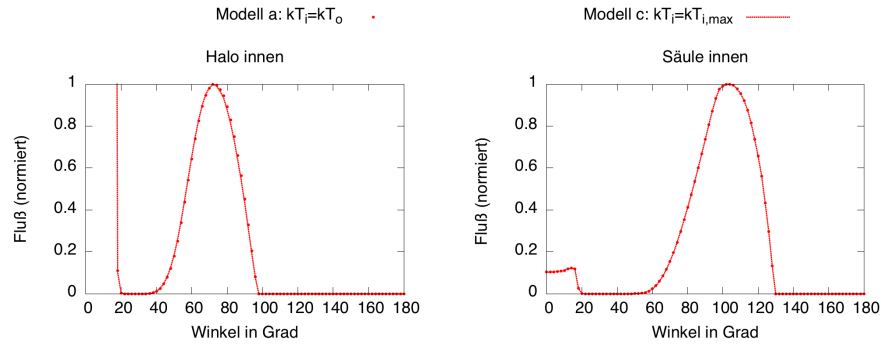


Abbildung 125: Darstellung der Strahlungskomponenten Halo innen und Säule innen für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Temperatur: Modell a (gepunktet): $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Modell c (gestrichelt): $kT_o = 3.58$ keV, $kT_i = 5.14$ keV, Photonenenergie 10 keV, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad

Zu erkennen ist, dass die Kurvenverläufe sowohl für die innere Säule als auch für den inneren Halo genau übereinander liegen. Das bestätigt nochmals die bereits in Kapitel 5 diskutierte Tatsache, dass der Verlauf der Kurven nicht von der Temperatur der inneren Säulenwand abhängt.

Einen weiteren Nachweis der Ergebnisse aus Kapitel 5 zeigt der Verlauf der Kurven für die innere Säule bei der Photonenenergie 30 keV. Während bei allen Energien, außer 30 keV, zwei Maxima beobachtet werden können: das erste Maximum bei circa 15 Grad und das zweite Maximum bei circa 110 Grad, zeigt der Kurvenverlauf bei 30 keV nur das erste Maximum. Eine Erklärung dazu liefert die in Kapitel 5 ausführlich untersuchte und diskutierte resonante Streuung. Sie ist der Grund für das nicht vorhandene zweite Maximum, weshalb also die Akkretionssäule aus einem Blickwinkel von 60 bis 120 Grad, der Photonenenergie mit 30 keV und der Zyklotronenergie 59.5 keV undurchsichtig wird. Sehr anschaulich zeigen dies auch die Momentaufnahmen in Abbildung 126. Hier wird das Innere des Akkretionsstroms unter zwei Blickwinkeln – 15 (Abb. (a) und (b)) und 90 (Abb. (c) und (d)) Grad – betrachtet, wobei die Temperatur an der Säuleninnenwand gleich der Temperatur an der Säulenaußenwand ist (Temperaturmodell a). Zur Berechnung dieser Bilder wurden zwei Photonenenergien ausgewählt, 10 keV (Abbildung (a) und (c)) und 30 keV (Abbildung (b) und

(d)), die Zyklotronenergie beträgt 59.5 keV, die Akkretionssäule hat eine Breite von $\alpha_0 = 0.15$ rad und eine Wanddicke von 0.06 rad.

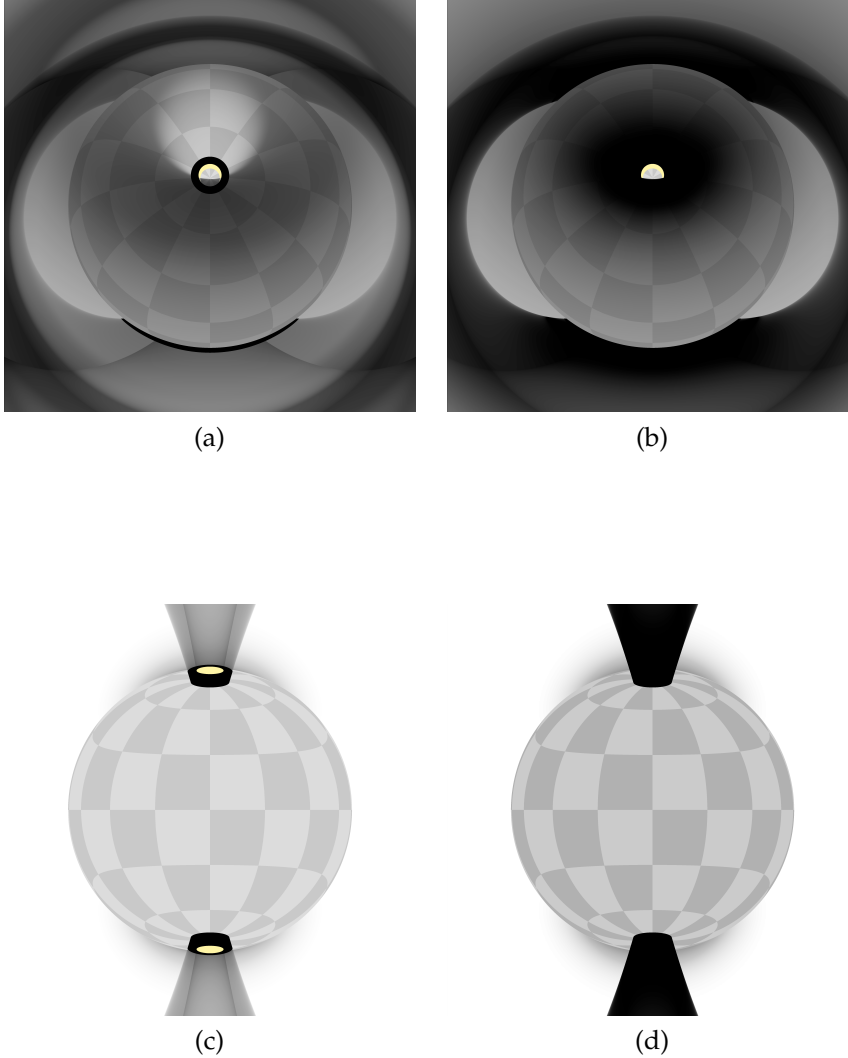


Abbildung 126: Darstellung des inneren Bereichs der Hohlsäule mit folgenden Parametern: Photonenenergie 1 keV (a und c), 30 keV (b und d), Blickwinkel 15 Grad (a und b) 90 Grad (c und d), Temperaturmodell α : $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, $\alpha_0 = 0.15$ rad, Wanddicke 0.06 rad

8.2.2 Variation der Temperatur an der Säuleninnenwand bei unterschiedlicher Säulenbreite und konstanter Wanddicke

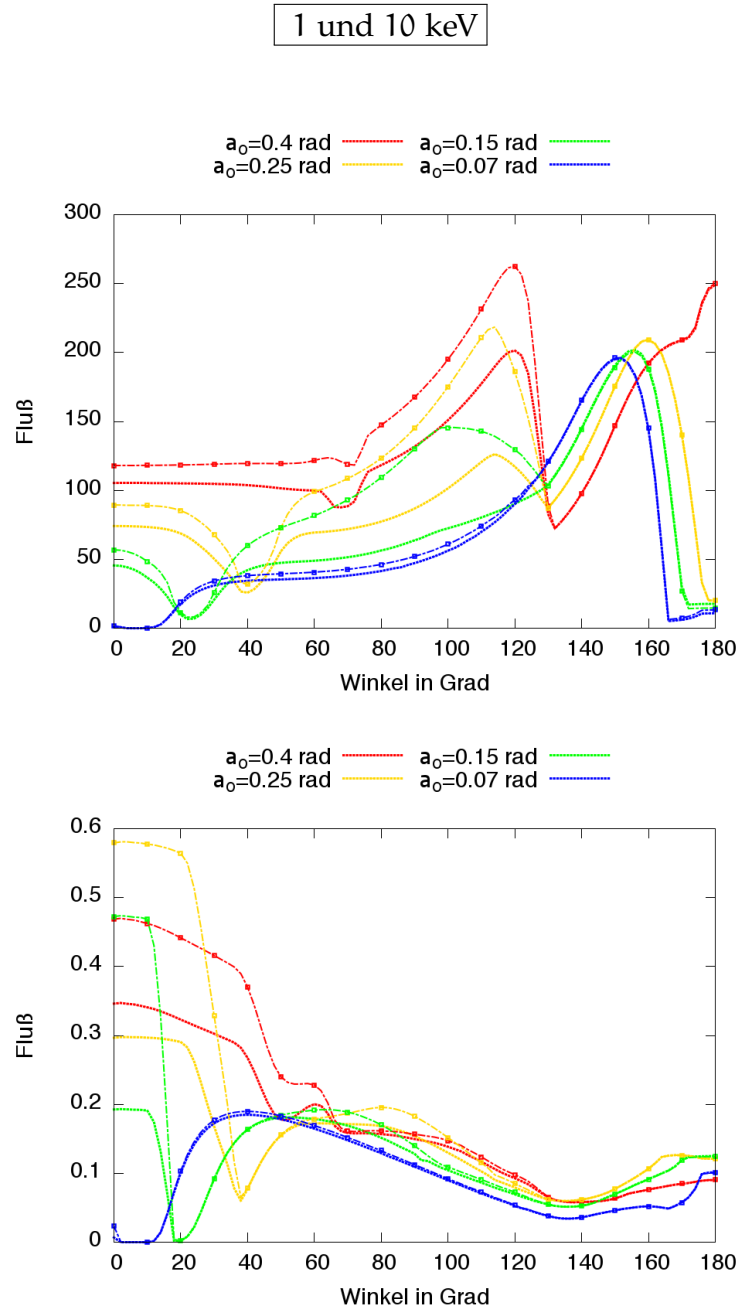


Abbildung 127: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Temperaturmodell a: $kT_i = kT_o$ (durchgezogene Linie), Temperaturmodell c: $kT_i = kT_{i,max}$ (Strichpunktlinie), Säulenbreiten 0.4/0.25/0.15/0.07 rad, Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 1 keV (Bild oben)/10 keV (Bild unten), Fallgeschwindigkeit 0.648c, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

30 und 60 keV

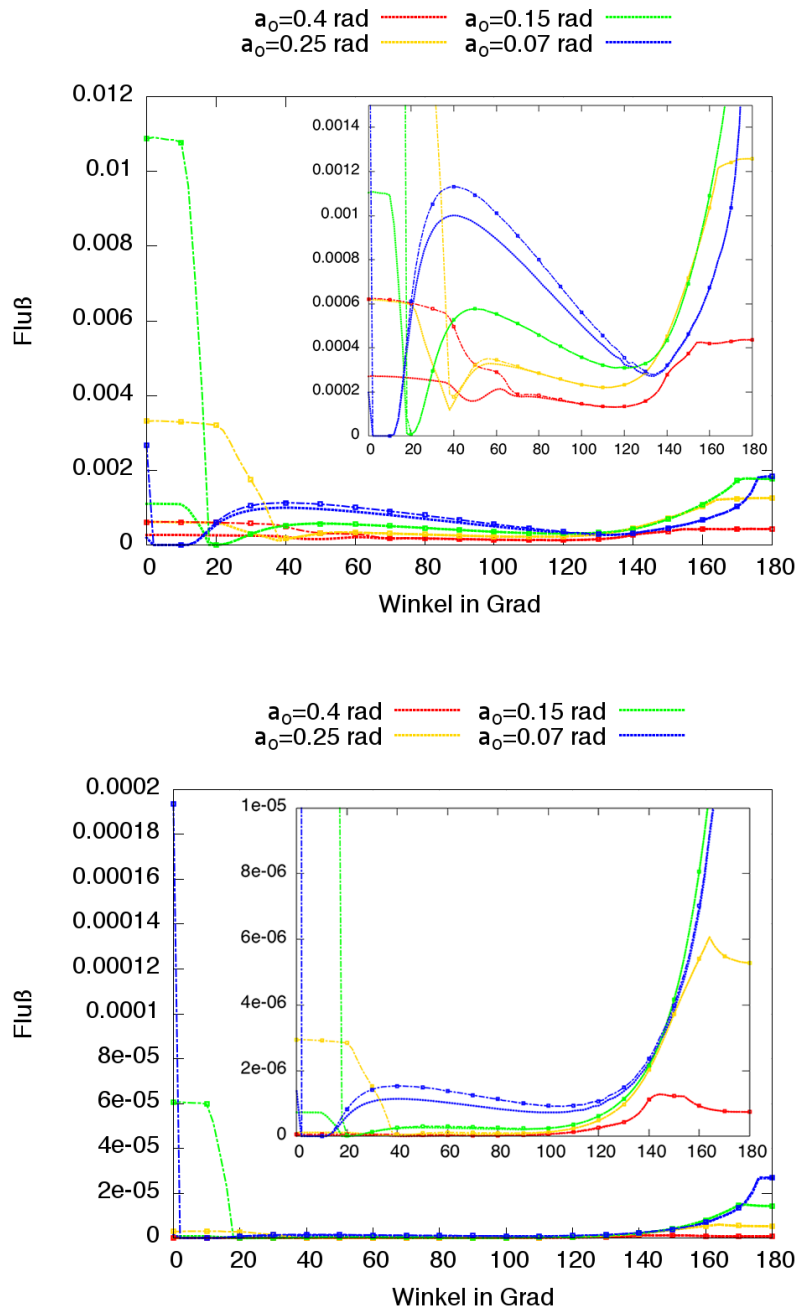


Abbildung 128: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohlzylinder mit folgenden Parametern: Temperaturmodell a: $kT_i = kT_o$ (durchgezogene Linie), Temperaturmodell c: $kT_i = kT_{i,max}$ (Strichpunktlinie), Säulenbreiten 0.4/0.25/0.15/0.07 rad, Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 30 keV (Bild oben)/60 keV (Bild unten), Fallgeschwindigkeit 0.648c, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

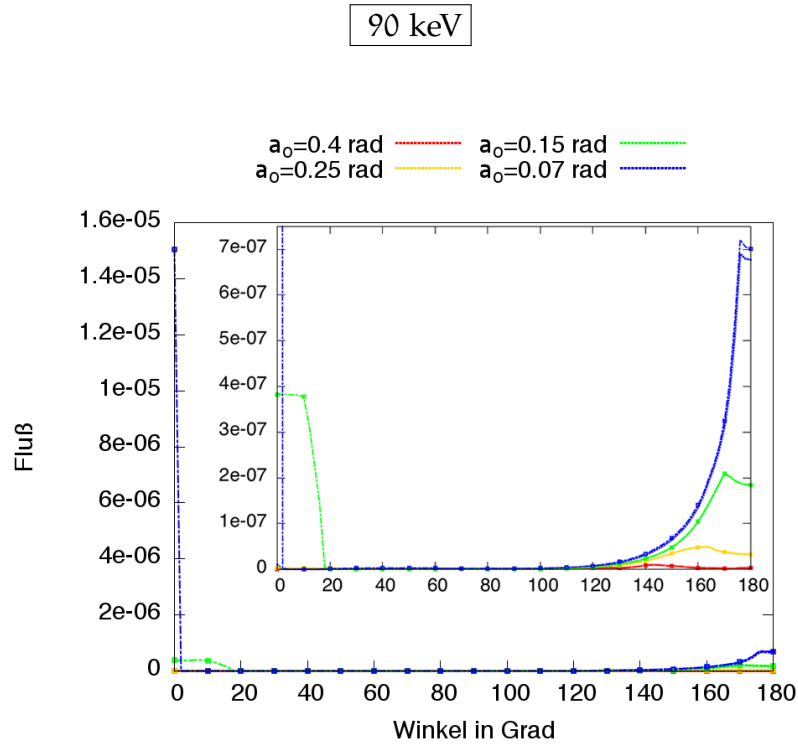


Abbildung 129: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Temperaturmodell a: $kT_i = kT_o$ (durchgezogene Linie), Temperaturmodell c: $kT_i = kT_{i,max}$ (Strichpunktlinie), Säulenbreiten 0.4/0.25/0.15/0.07 rad, Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 90 keV, Fallgeschwindigkeit 0.648c, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

Die Abbildungen zeigen, wie sich die Strahlungscharakteristiken bei variierender Säulenbreite für zwei verschiedene Temperaturmodelle ändern. Zur besseren Übersicht wurden zur Untersuchung der Ergebnisse nur zwei Temperaturmodelle ausgesucht: das Temperaturmodell a ist das Modell mit gleichen Temperaturen an der Säuleninnen- und -außenwand (durchgezogene Linie), das Temperaturmodell c ist das Modell mit unterschiedlichen Temperaturen, wobei für die innere Säulenwand hier die höchste Temperatur festgelegt wurde und die Säulenaußentemperatur unverändert geblieben ist (Strichpunktlinie).

Bei einer Gegenüberstellung der Strahlungscharakteristiken der gleichen Photonenenergie für das Temperaturmodell a fällt sofort auf, dass diese Ergebnisse den Auswertungen aus den Abbildungen 86, 87 und 88 entsprechen. Werden die Kurvenverläufe für verschiedene Temperaturmodelle bei gleichbleibender Säulenbreite verglichen, so erkennt man, dass die Kurven mit

höherer Temperatur an der Säuleninnenwand bei allen Säulenbreiten und allen Photonenenergien einen höheren Fluß aufweisen als die Kurven für Akkretionssäulen mit gleichen Temperaturen an der Außen- und Innenwand. Zu erklären ist dies durch eine erhöhte effektive Temperatur der inneren Säulenwand, welche wiederum den höheren Fluß der Strahlungskomponenten Säule innen und Halo innen angibt.

Wie bereits in Kapitel 7.1.1 ausführlich diskutiert, wird der Kurvenverlauf bei 1 keV vor allem durch die Strahlungskomponenten Säule innen und Säule außen geprägt. Bei einer Änderung der Temperatur an der Säuleninnenwand ist die emittierte Strahlung dieser für eine Änderung des Kurvenverlaufs verantwortlich. Da bei der schmalsten Säule (0.07 rad) dieser Anteil nahezu null ist (siehe dazu unteres Bild aus Abbildung 89), sind die Kurven für diese Säule, gerechnet für die Temperaturmodelle a und c, nahezu identisch.

Ab 10 keV nimmt der Einfluss der Strahlungskomponente Säule innen langsam ab, während die Strahlung des äußeren und, vor allem beim Temperaturmodell c, des inneren Halo an Bedeutung gewinnt. So verliert mit steigender Photonenenergie die Strahlungskomponente Halo außen an Bedeutung, und die Komponente Reprozessierung wird umso wichtiger. Betrachtet man den Kurvenverlauf bis 20 Grad, so wird dieser durch den Halo aus dem inneren Bereich geprägt. Hier nimmt der Einfluss des inneren Halo für das Temperaturmodell c nicht ab, im Gegensatz zu Modell a, sondern bestimmt den Kurvenverlauf.

Ein weiterer interessanter Punkt, der Beachtung finden sollte, ist die Höhe des Flusses bei 0 Grad, also bei der Draufsicht auf die Akkretionssäule. Vergleicht man die Kurvenverläufe bei unterschiedlichen Säulenbreiten, aber gleicher Temperatur (Temperaturmodell a), miteinander, so hat die breiteste Akkretionssäule den höchsten Fluß, wie erwartet. Analysiert man aber die Reihenfolge der Kurvenverläufe für das Temperaturmodell c (Strichpunktlinie), so fällt auf, dass sich ab der Photonenenergie 10 keV die Reihenfolge ändert. Während bei 10 keV und dem Temperaturmodell a die Kurve mit der breitesten Säule den höchsten Fluß aufweist, ist dies bei Temperaturmodell c die Kurve mit einer Säulenbreite von 0.25 rad, bei 30 keV von $\alpha_0 = 0.15$ rad und bei 60 und 90 keV von 0.07 rad.

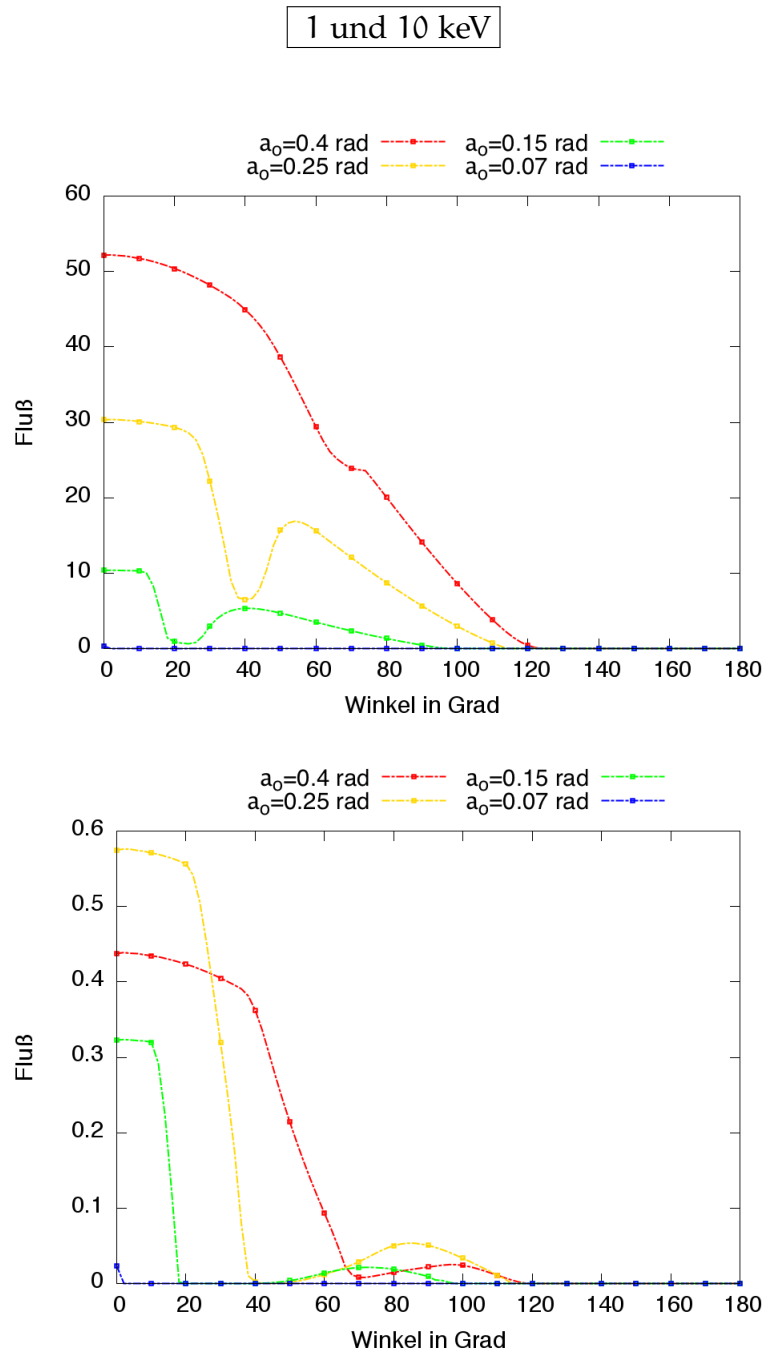


Abbildung 130: Darstellung der Strahlungskomponente Halo innen für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Temperaturmodell c: $kT_i = kT_{i,max}$, Säulenbreiten 0.4/0.25/0.15/0.07 rad, Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 1 keV (Bild oben)/10 keV (Bild unten), Fallgeschwindigkeit 0.648c, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

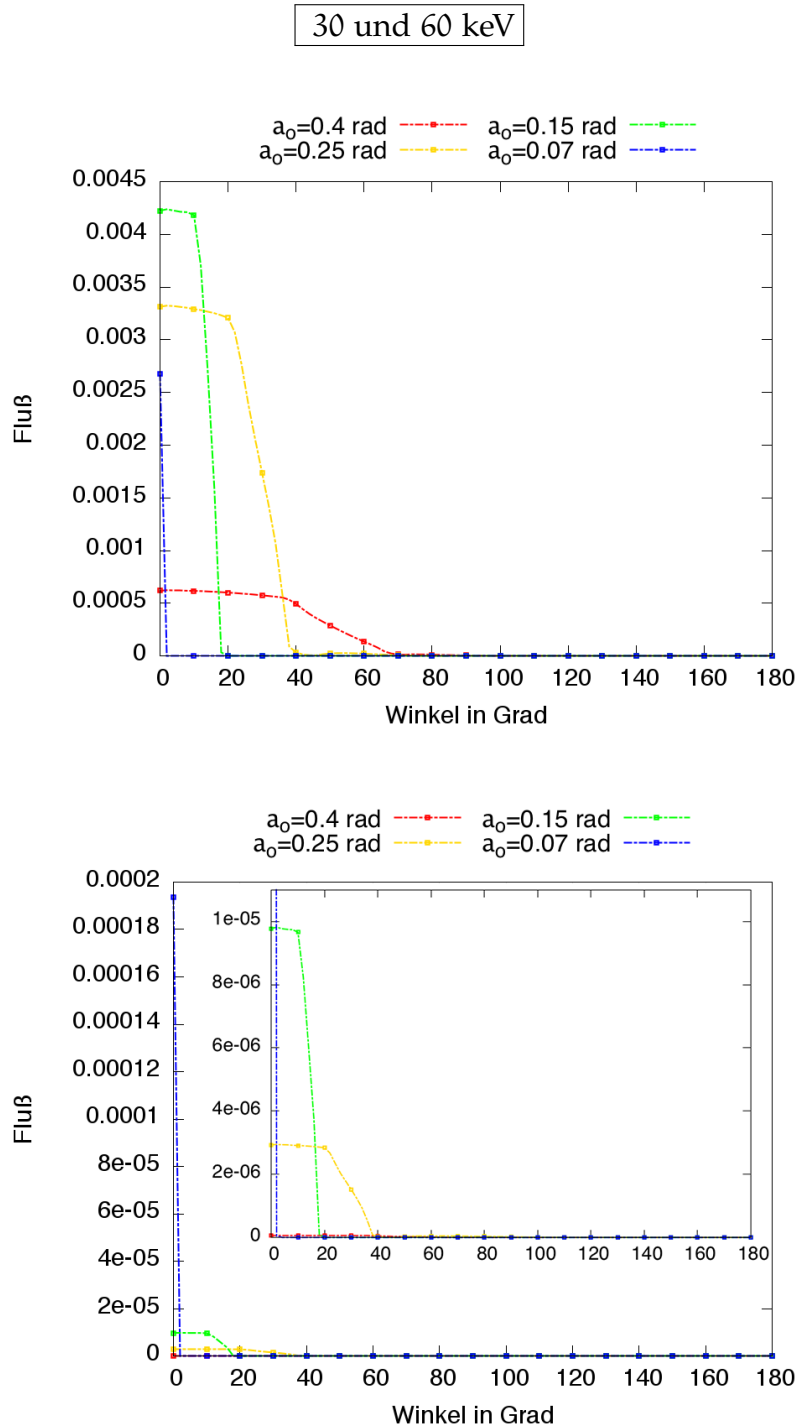


Abbildung 131: Darstellung der Strahlungskomponente Halo innen für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Temperaturmodell c: $kT_i = kT_{i,max}$, Säulenbreiten 0.4/0.25/0.15/0.07 rad, Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 30 keV (Bild oben)/60 keV (Bild unten), Fallgeschwindigkeit 0.648c, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

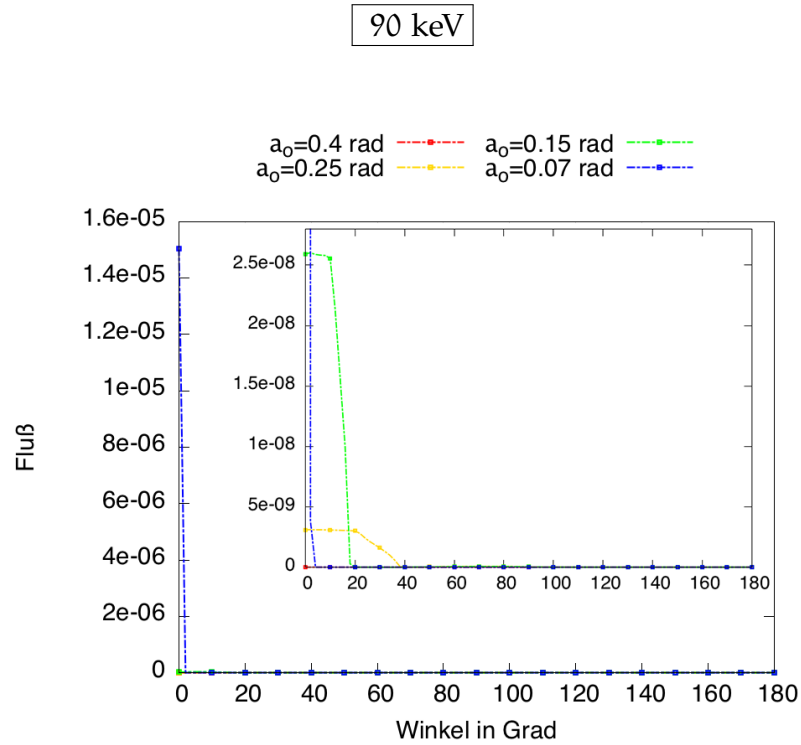


Abbildung 132: Darstellung der Strahlungskomponente Halo innen für eine Hohl säule mit folgenden Parametern: Temperaturmodell c: $kT_i = kT_{i,max}$, Säulenbreiten 0.4/0.25/0.15/0.07 rad, Wanddicke 0.06 rad, Photonenenergie 90 keV, Fallgeschwindigkeit 0.648c, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

Um diese sich ändernde Reihenfolge der Strahlungscharakteristiken bei 0 Grad zu verstehen, soll der innere Halo, der in den Abbildungen 130 bis 132 zu sehen ist, für das Temperaturmodell c nochmals gesondert untersucht werden. Hierzu lohnt es sich, analog zur Untersuchung in Kapitel 6.2.2, die abgestrahlte Leistung für den jeweiligen Halo im inneren Bereich der Akkretionssäule zu betrachten. Dazu wird, wie bereits in Kapitel 6.2.2 ausführlich beschrieben, die Photonenverteilungsfunktion $f(E)$ mit dem Sinus des Winkels α_{CHI} (gibt den Ort auf der Neutronensternoberfläche an) multipliziert und dies gegen α_{CHI} aufgetragen, um die thermisch abgestrahlte Leistung in Abhängigkeit der Ausdehnung des inneren Halo vergleichen zu können. Die Bilder in Abbildung 133 zeigen das Resultat.

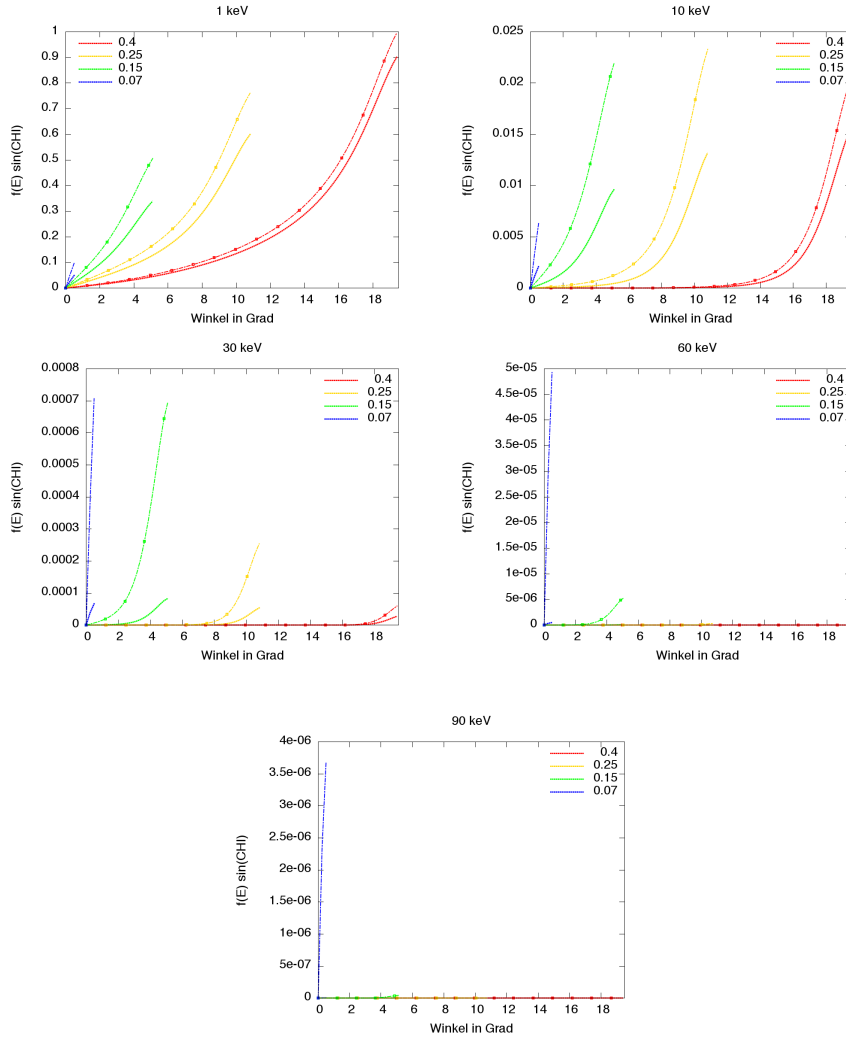


Abbildung 133: Darstellung der Funktion $f(E) \sin(\alpha_{\text{CHI}})$ für den inneren Halo für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Temperaturmodell a: $kT_i = kT_o$ / Temperaturmodell c: $kT_i = kT_{i,\text{max}}$, $\alpha_0 = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Photonenenergie 1 keV bis 90 keV, Fallgeschwindigkeit 0.648c, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

Aus Abbildung 133 ist gut das Zustandekommen der beobachteten Reihenfolge der Kurven bei der Draufsicht auf die Akkretionssäule (Winkel 0 Grad) für den inneren Halo aus den Abbildungen 130 bis 132 zu erkennen. Hier wird deutlich, dass sowohl die Temperatur der inneren Säulenwand als auch die Größe des inneren Halo, welche durch den Öffnungswinkel α_i bestimmt wird, die thermisch abgestrahlte Leistung beeinflusst.

sen.

Das Bild für 1 keV aus Abbildung 127 (Bild oben) zeigt für den Kurvenverlauf des inneren Halo für die breiteste Säule (0.4 rad) den höchsten Fluß. Betrachtet man nun zusätzlich die abgestrahlte Leistung aus Abbildung 133, so wird das beobachtete höchste Maximum des Flusses verständlich. Die breiteste Akkretionssäule weist einen inneren Halo mit der größten Ausdehnung auf (siehe Abbildung 134), dies führt dazu, dass dieser bei 1 keV die höchste Strahlungsleistung abgibt. Eine Analyse des Temperaturverlaufs für den inneren Halo kT_i für unterschiedliche Säulenbreiten und somit unterschiedliche Temperaturen kT_i (siehe Abbildung 134) zeigt, dass der Halo mit der größten Ausdehnung (für $\alpha_o = 0.4$ rad) und der niedrigsten Temperatur an der inneren Säulenwand ($kT_i = 3.05$ keV) der mit dem vergleichsweise "kühlsten" inneren Halo ist. Das heißt, bei 1 keV ist hauptsächlich die Größe des inneren Halo für die Höhe der emittierten Strahlung verantwortlich, während die Temperatur eine etwas untergeordnete Rolle spielt.

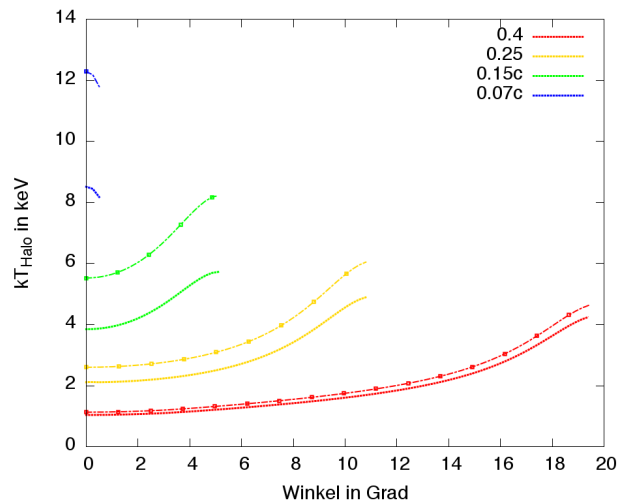


Abbildung 134: Darstellung des Temperaturverlaufs kT_{Halo} des inneren Halo auf dem Neutronenstern in Abhängigkeit des Winkels α_{CHI} für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Säulenbreiten $\alpha_o = 0.4/0.25/0.15/0.07$ rad, Wanddicke 0.06 rad, Temperaturmodell a: $kT_o = kT_i$ (durchgezogene Linie), Temperaturmodell c: $kT_i = kT_{i,\text{max}}$ (Strichpunktlinie), Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, Fallgeschwindigkeit: 0.648c

Dies ändert sich bei 10 keV (siehe dazu das untere Bild aus Abbildung 127 sowie Abbildungen 133 und 134), hier ist zwar

immer noch die Größe des inneren Halo wichtig, allerdings spielt die Temperatur der inneren Säulenwand nun eine wichtigere Rolle. Die Bedeutung der Temperatur nimmt mit steigender Photonenenergie zu und der Einfluss der Größe des Halo ab. Das spiegelt sich auch in den Ergebnissen für die Photonenenergien 10, 30, 60 und 90 keV wider. So zeigt bei 10 keV der Kurvenverlauf des Halo für eine Akkretionssäule der Breite 0.25 rad ($kT_i = 3.89$ keV) (vgl. Abbildung 130) das höchste Maximum, für 30 keV ist es der nächst dünnere und auch an der Säuleninnenwand heißere ($kT_i = 5.14$ keV) Akkretionstrichter mit 0.15 rad (vgl. Abbildung 131), während ab 60 keV der Kurvenverlauf der dünnsten ($\alpha_i = 0.07$ rad) und heißesten ($kT_i = 8.18$ keV) Akkretionssäule den maximalen Flußwert aufweist (s. Abb. 131, 132).

8.2.3 Variation der Temperatur an der Säuleninnenwand bei konstanter Säulenbreite und unterschiedlicher Wanddicke

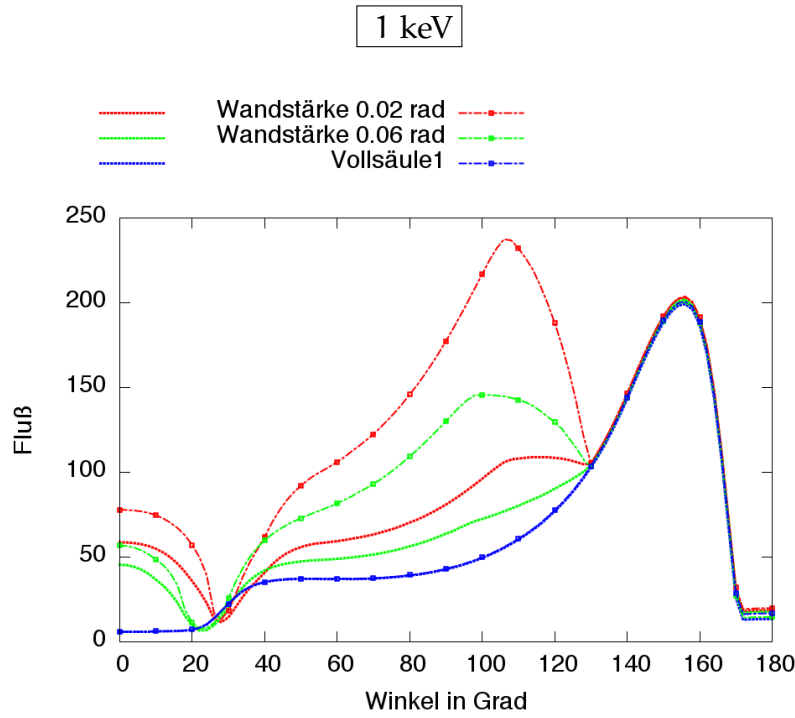


Abbildung 135: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Säulenbreite 0.15 rad, Wanddicke 0.06/0.02/Vollsäule rad, Temperaturmodell a: $kT_i = kT_o$ (durchgezogene Linie), Temperaturmodell c: $kT_i = kT_{i,max}$ (punktirierte Linie), Photonenenergie 1 keV, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

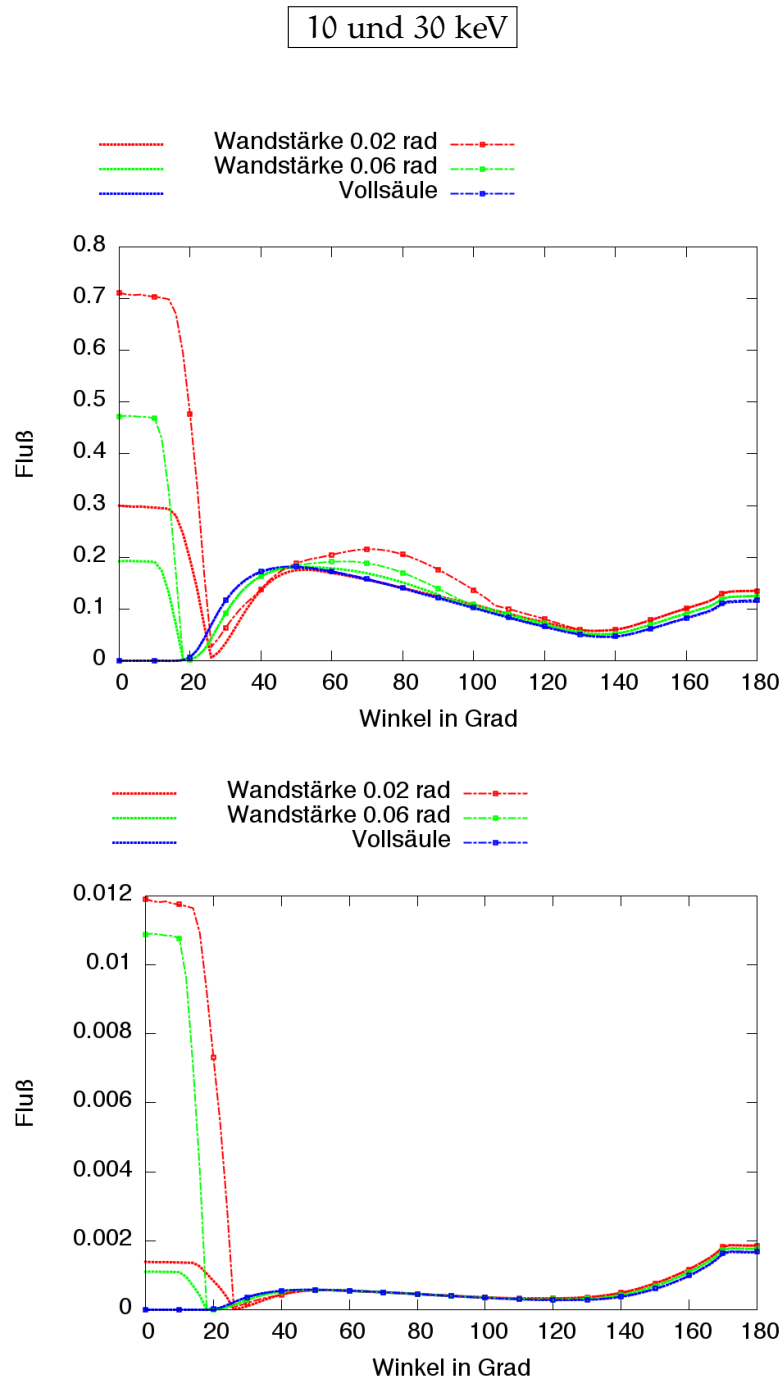


Abbildung 136: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Säulenbreite 0.15 rad, Wanddicke 0.06/0.02/Vollsäule rad, Temperaturmodell a: $kT_i = kT_o$ (durchgezogene Linie), Temperaturmodell c: $kT_i = kT_{i,max}$ (punktirierte Linie), Photonenenergie 10 keV (Bild oben)/30 keV (Bild unten), Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

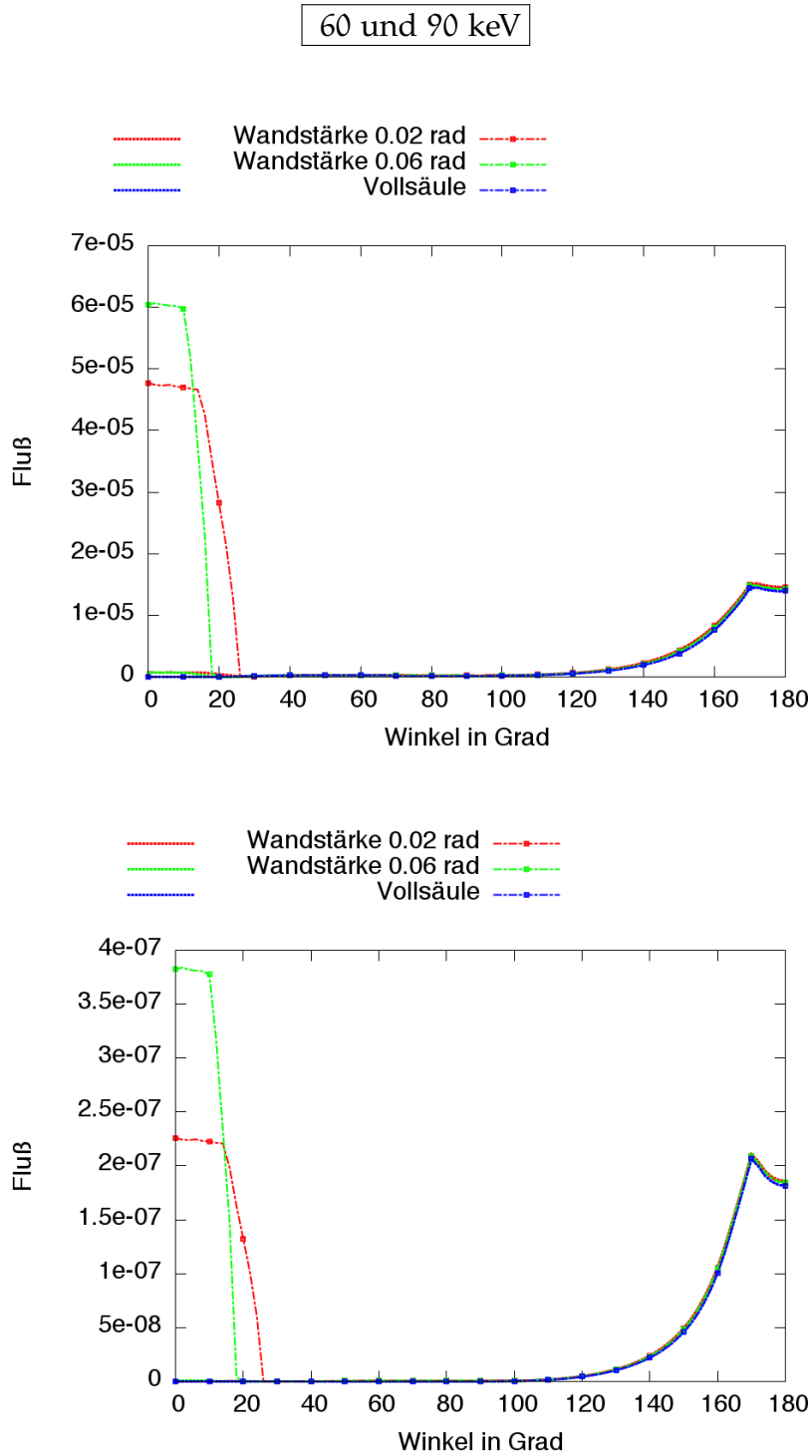


Abbildung 137: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohlsäule mit folgenden Parametern: Säulenbreite 0.15 rad, Wanddicke 0.06/0.02/Vollsäule rad, Temperaturmodell a: $kT_i = kT_o$ (durchgezogene Linie), Temperaturmodell c: $kT_i = kT_{i,max}$ (punktierte Linie), Photonenenergie 60 keV (Bild oben)/90 keV (Bild unten), Zyklotronenergie E_C 59.5 keV

Zum Schluss der Parameterstudie soll untersucht werden, wie sich die Variation der Wanddicke bei Temperaturmodell a und Temperaturmodell c auf den Gesamtstrahlungsverlauf auswirkt, und die Kurvenverläufe der beiden Temperaturmodelle werden miteinander verglichen. Um auch hier den Vergleich etwas übersichtlicher zu gestalten, wurden nur zwei Temperaturmodelle ausgewählt: das Modell mit gleichen Temperaturen an der Säuleninnen- und -außenwand (Temperaturmodell a), dargestellt durch eine durchgezogene Linie, sowie das Modell mit der maximal möglichen Temperatur an der Säuleninnenwand (Temperaturmodell c), dargestellt durch eine Strichpunktlinie. Die untersuchten Wanddicken sind 0.02 rad, 0.06 rad sowie eine Vollsäule. Die Ergebnisse dieser Untersuchung finden sich in den Abbildungen 135 bis 137.

Eine Gegenüberstellung der Kurven bei der Photonenenergie 1 keV zeigt, dass der größte Unterschied vor allem durch die Strahlungskomponente Säule innen im mittleren Winkelbereich (vergleiche Abbildung 115), unabhängig vom Temperaturmodell, erzeugt wird. Dabei wird das höchste Maximum beim Verlauf für die Wandstärke 0.02 rad beobachtet, gefolgt von der Kurve mit der Wandstärke von 0.06 rad mit einem geringeren Maximum, keines mehr zeigt der Kurvenverlauf für die Vollsäule. Diese Reihenfolge der abnehmenden Maxima bzw. das fehlende Maximum wird verständlich, wenn die drei Wandstärken miteinander verglichen werden. Beim Modell der Vollsäule ist der Akkretionsstrichter komplett ausgefüllt, nur die äußere Säulenwand emittiert Strahlung. Somit kann kein Maximum, welches durch die Strahlungskomponente Säule innen erzeugt wird, beobachtet werden. Da bei diesen Rechnungen die Temperatur an der Säuleninnenwand variiert wird und jene an der Säulenaußenwand konstant bleibt, gibt es bei der Vollsäule keinen Unterschied im Kurvenverlauf zwischen den beiden hier betrachteten Temperaturmodellen a und c.

Vergleicht man die Akkretionssäulen mit den Wanddicken 0.06 rad und 0.02 rad miteinander, so weist das Modell mit 0.02 rad eine dünnere und somit eine leicht kühlere Säuleninnenwand ($kT = 4.95$ keV) auf sowie einen größeren Bereich innerhalb der inneren Säulenwand, während die Temperatur der dickeren Säule an der Säuleninnenwand geringfügig höher ist ($kT = 5.14$ keV) und die Ausdehnung des inneren Halo etwas kleiner. Wie bereits zuvor diskutiert (siehe Kapitel 8.2.2), hängt

die Höhe des Flusses bei 1 keV vor allem von der Ausdehnung des inneren Halo ab und weniger von der Höhe der Temperatur an der inneren Säulenwand, dies spiegelt sich auch in den Gesamtstrahlungscharakteristiken wider, hier liegt die Kurve mit der dünneren Säulenwand (rote Kurve) über der mit der breiteren Wand (grüne Kurve). Weiterhin muss zwischen den beiden Temperaturmodellen unterschieden werden. Da dies bereits in Kapitel 8.2.2 erörtert wurde, soll an dieser Stelle nur gesagt werden, dass der Kurvenverlauf für die heißere Säuleninnenwand (Strichpunktlinie) deutlich über dem Kurvenverlauf für gleiche Temperaturen an Innen- und Außenwand (durchgezogene Linie) liegt. Ein weiterer Unterschied in den Kurven ist auch bei den kleinen Winkeln bis circa 20 Grad zu beobachten. Vergleicht man bei 1 keV den Einfluss der Strahlungskomponente Säule innen auf den Gesamtkurvenverlauf bei den verschiedenen Temperaturmodellen (siehe Abbildung 115), so erkennt man, dass diese Komponente bei höherer Temperatur der Säuleninnenwand und bei kleinen Winkeln den Gesamtkurvenverlauf beeinflusst. Somit lässt sich auch der Unterschied zwischen den Kurven für gleiche Wanddicke und unterschiedliche Temperaturen (Temperaturmodell a und c) erklären sowie der Unterschied bei gleicher Temperatur und unterschiedlichen Wanddicken.

Bei weiteren Photonenenergien prägt wieder der innere Halo den Gesamtkurvenverlauf. Auch bei 10 und 30 keV beeinflusst die Ausdehnung des inneren Halo die Höhe der emittierten Strahlung stärker als die Temperatur der inneren Säulenwand (siehe dazu Kapitel 8.2.2), weshalb jeweils die Kurve für die kleinere Wanddicke und den größeren inneren Halo einen höheren Fluß aufweist. Ab 60 keV dreht sich die Reihenfolge um und der Kurvenverlauf für die Säule mit der Wanddicke von 0.06 rad zeigt einen höheren Fluß bei kleinen Winkeln. Hier übt die Temperatur einen größeren Einfluss aus.

8.3 ZUSAMMENFASSUNG UND DISKUSSION

Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen zur Variation der Temperatur an der inneren Wand der Akkretionssäule zeigen deutliche Veränderungen im Gesamtstrahlungsverlauf. So entsteht die Auffächerung, die bei allen dargestellten Kurven beobachtet wurde, infolge der Temperaturvariation an der Säulen-

innenwand und wird durch die Strahlungskomponenten Halo innen und Säule innen verursacht. Dies wird deutlich im Vergleich der komponentenweisen Darstellung der Strahlungscharakteristiken für zwei verschiedene Temperaturmodelle. Bei einer Gegenüberstellung der Kurvenverläufe für die Temperaturmodelle a und c und verschiedene Säulenbreiten (Kapitel 8.2.2), wobei die Wanddicke jeweils konstant bleibt, oder bei variierender Wanddicke bei konstant gehaltener Säulenbreite (Kapitel 8.2.3), wird die Erwartung bestätigt, dass die Kurve für die heißeste Temperatur an der inneren Säulenwand immer einen höheren Fluß aufweist als die Kurve für gleiche Temperaturen an der inneren und äußeren Wand.

Eine weitere Beobachtung ist der relative Zusammenhang zwischen der Temperatur der inneren Säulenwand und der Größe des inneren Halo. So lässt sich sowohl bei der Variation der Säulenbreite als auch bei der Untersuchung der Kurvenverläufe bei unterschiedlichen Wanddicken feststellen, dass bei kleinen Winkeln (bis circa 20 Grad) und kleinen Energien die Größe des inneren Halo stark die Höhe des Maximums beeinflusst. Bei höheren Energien spielt wiederum die Temperatur eine dominantere Rolle, was sich in einer Änderung der Kurvenreihenfolge bemerkbar macht.

Teil III

MODELLIERUNG DER EMISSIONSCHARAKTERISTIKEN VON CEN X-3 UND A 0535+26

"Physik ist diejenige Gruppe von Erfahrungswissenschaften, die ihre Begriffe auf das Messen gründet, und deren Begriffe und Sätze sich mathematisch konstruieren lassen."¹

Albert Einstein

¹ Das Fundament der Physik (1940), in: Jerusalem, Albert-Einstein-Archiv, 1-135, S. 1.

VORSTELLUNG AUSGESUCHTER RÖNTGENPULSARE UND DES PROGRAMMCODES "VERGLEICHE"

Verschiedene Analysen (Basko & Sunyaev [3], Lyubarskii & Syunyaev [56], Blum [8], Kraus et al. [44], Kraus [38], Kraus et al. [45], Leahy [51], Leahy [52], Caballero et al. [14], Kraus [46]) zeigen, dass es nicht einfach ist, aus den Daten beobachteter Röntgenpulsare zufriedenstellende Rückschlüsse auf die Geometrie und die Temperatur der Akkretionssäule oder die Fallgeschwindigkeit des Plasmas im unteren, undurchsichtigen Bereich des Akkretionsstroms zu ziehen. Die Parameterstudie im zweiten Teil dieser Arbeit zeigt, welche Auswirkungen eine Änderung eines oder mehrerer Parameter auf die simulierten Strahlungscharakteristiken hat. Nun sollen Theorie und Praxis miteinander verbunden werden. Dazu werden in diesem Teil der Arbeit die Parameter der simulierten Rechnungen so angepasst, damit ein bestmögliches Ergebnis im Vergleich der modellierten Emissionscharakteristiken mit den aus den beobachteten Pulsprofilen erzeugten Emissionscharakteristiken (im weiteren Teil der Arbeit als "beobachtete Emissionscharakteristiken" bezeichnet) erzielt wird. Für die Auswertung des Kurvenvergleichs wird der Programmcode "Vergleiche" verwendet, mit dessen Hilfe normierte Kurven nach der kleinsten Abweichung zur beobachteten Kurve sortiert und graphisch dargestellt werden.

Für die Modellierung wurden zwei Röntgenpulsare ausgesucht: Centaurus X-3 und A0535+26. In Kapitel 9.1 soll kurz der Pulsar Centaurus X-3 und in 9.2 das binäre System A0535+26 vorgestellt werden. Der für die Analyse der Kurven verwendete Programmcode wird anschließend in 9.3 beschrieben.

9.1 RÖNTGENPULSAR CENTAURUS X-3

Centaurus X-3 wurde zum ersten Mal im Mai des Jahres 1967 von G. Chodil und seinen Kollegen im Sternbild Centaurus

(Stier) entdeckt. Da es sich um die dritte pulsierende Röntgenquelle, die in diesem Sternbild beobachtet wurde, handelt, erhielt sie die Bezeichnung Centaurus X-3 oder kurz Cen X-3. Mit dem Start des Satelliten UHURU wurden weitere Beobachtungen und Untersuchungen durchgeführt, dabei entdeckte man, dass Cen X-3 mit einer annähernd regelmäßigen Periode von 4.876 ± 0.015 Sekunden pulsiert (Giacconi et al. [26]) und eine Orbitalperiode von 2.08710 ± 0.00015 Tagen aufweist (Schreier et al. [77]). Der Begleitstern, der den Namen V779 Cen erhielt, wurde etwas später (1974) (Krzeminski [47]) entdeckt und als ein im optischen Spektralbereich strahlender Überriese des Typs O6-7 II-III klassifiziert (Ash et al. [1]). Die Masse der Sterne aus diesem in etwa 8 kpc (Krzeminski [47]) entfernten Binärsystem konnte auf $20.5 \pm 0.7 M_{\odot}$ für den optischen Begleiter V779 Cen und $1.21 \pm 0.21 M_{\odot}$ für den Röntgenpulsar Cen X-3 geschätzt werden (Ash et al. [1]). Der Massetransfer vom Überriesen V779 Cen auf den Röntgenpulsar Cen X-3 findet über eine Kombination der Akkretionsmechanismen Roche-Lobe Overflow und Windakkretion statt (Suchy et al. [83], Petterson [71]).

Die Daten für den Vergleich beobachteter und modellierter Emissionscharakteristiken beruhen auf jenen der Satelliten OSO 8 und Ginga (näheres siehe Kapitel 10). Die Leuchtkraft wurde den Arbeiten von White für OSO 8 (White et al. [94]) und Nagase für Ginga (Nagase et al. [66]) entnommen. Da die Werte sich unterscheiden, wurde ein Mittelwert gebildet, dieser beträgt $0.75 \cdot 10^{31}$ Watt, gemessen in einer Entfernung von 8 kpc.

Die für die Analyse verwendeten Emissionscharakteristiken (siehe hierzu auch Kapitel 4.9) werden aus beobachteten Pulsprofilen nach einer Methode, welche von Kraus (Kraus et al. [43]) ausführlich beschrieben wird, gewonnen. Hierzu zerlegt man die Pulsprofile, die eine Summe der Emissionsregionen sind, unter folgenden Annahmen in zwei einzelne Emissionsregionen: die Emissionsregionen liegen nicht diametral gegenüber und sind achsensymmetrisch. Aufgrund dessen decken sich die Symmetriepunkte der beiden Funktionen, die jeweils eine Emissionsregion beschreiben, nicht, und zum Anderen gibt es nur noch eine Abhängigkeit von θ , dem Winkel zwischen der Beobachtungsrichtung und der magnetischen Achse (siehe Abbildung 138).

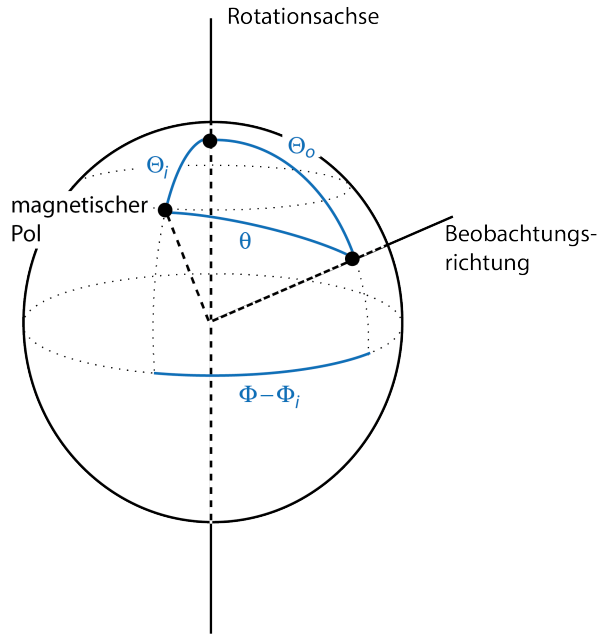


Abbildung 138: Schematische Darstellung eines Pulsars. Die Rotation des Neutronensterns wird mit Hilfe der Kugelkoordinaten beschrieben, wobei die Polachse die Rotationsachse ist und Θ_o den Richtungswinkel zur Beobachtungsrichtung und Θ_i zum magnetischen Pol beschreibt. Winkel θ , der sich mit dem Rotationswinkel Φ ändert, ist der Winkel zwischen der Beobachtungsrichtung und dem magnetischen Pol

Infolge der Drehung des Neutronensterns um die Rotationsachse ändert sich die Größe des Winkels θ mit dem Rotationswinkel Φ . Mit Hilfe der Kugelkoordinaten kann die Beobachtungsrichtung (beschrieben durch den Winkel θ) in Abhängigkeit des Rotationswinkels Φ gebracht werden.

$$\cos\theta = \cos\Theta_o \cos\Theta_i + \sin\Theta_o \sin\Theta_i \cos(\Phi - \Phi_i) \quad (9.1)$$

wobei Θ_o für den Winkel zwischen der Beobachtungsrichtung und der Rotationsachse und Θ_i für den Winkel zwischen dem magnetischen Pol i und der Rotationsachse, steht. Das bedeutet, zur Erstellung einer Strahlungscharakteristik, die jeweils nur eine Emissionsregion beschreibt, muss der Winkel Θ_o sowie die

Anordnung der magnetischen Pole im Bezug auf die Rotationsachse festgelegt werden. Weitere Informationen sowie eine detailliertere Beschreibung dieses Verfahrens finden sich in Kraus [39] und Kraus et al. [44].

Die Ergebnisse der Modellierung sowie weitere für die Modellierung verwendeten Parameter sind in Kapitel 10 zu finden.

9.2 RÖNTGENPULSAR A0535+26

Der Röntgenpulsar A0535+26 wurde 1975 von Rosenberg und seinen Kollegen (Rosenberg et al. [74]) während eines Ausbruchs vom Typ II (Caballero [12]) mit dem Ariel V Satelliten entdeckt. A0535+26, der zur Klasse der transienten Röntgendoppelsternsysteme gehört, umrundet seinen optischen Begleiter mit einer Periode von 111 Tagen und besitzt eine Pulsperiode von circa 103 Sekunden (Finger et al. [20], Caballero [12]). Der Begleitstern mit dem Namen HDE245770 (Hudec [34], Caballero [12]) wurde als ein Riesenstern der Spektralklasse O9.7IIIe (Giovannelli & Graziati [27], Caballero [12]) oder B0IIIe (Steele et al. [81]) klassifiziert. Da der Röntgenpulsar A0535+26 und sein optischer Begleiter als ein Be/X-Röntgendoppelsternsystem kategorisiert worden sind, findet der Massetransfer vom Riesenstern auf den Neutronenstern in Form einer nichtstationären Akkretion statt - beim Durchgang durch die Äquatorscheibe des Begleitsterns. Eine Übersicht über bisher beobachtete Ausbrüche findet sich in der Arbeit von Caballero [12]. Hieraus stammen auch die Strahlungscharakteristiken für A0535+26, welche in vorliegender Arbeit genauer analysiert werden sollen.

Die in Caballero [12] untersuchten Pulsprofile des Röntgenpulsars A0535+26 wurden während eines kleineren Ausbruchs im August/September des Jahres 2005 von PCA und HexTe, die sich an Bord des Rossi X-Ray Timing Explorer (RXTE) befanden, aufgenommen (Caballero [12]). Zur Erzeugung der Strahlungscharakteristiken aus den Pulsprofilen wurde nach derselben Methode wie in Kapitel 9.1 verfahren.

Die Ergebnisse der Vergleiche von Strahlungscharakteristiken aus den Simulationsrechnungen mit den Kurven aus der Beob-

achtung finden sich in Kapitel 11.

9.3 VORSTELLUNG DES PROGRAMMCODES "VERGLEICHE"

Für eine Qualitätsanalyse des Vergleichs zwischen den beobachteten und simulierten Kurven wurde der Programmcode "Vergleiche" entwickelt. Ziel dieses Programms ist, die Abweichung zwischen dem beobachteten und dem simulierten Kurvenverlauf zu minimieren, indem entweder die beobachtete Kurve oder die modellierte Kurve mit einem errechneten Skalierungsfaktor multipliziert wird.

Zur Bestimmung des Modellkurvenverlaufs, der der beobachteten Strahlungscharakteristik am nächsten kommt, wird das Maß der Abweichung herangezogen, welches durch die Summe der quadratischen Abweichungen ermittelt wird. Zum Ausrechnen der quadratischen Abweichung werden nach dem Einlesen der Daten und, falls nötig, einer Interpolation der fehlenden Werte, die normierten beobachteten Flußwerte unverändert gelassen und die normierten Flußwerte aus der Simulation mit einem Skalierungsfaktor multipliziert. Um sowohl die Kurvenverläufe der simulierten und der beobachteten Daten aber auch der Modellkurven untereinander vergleichen zu können, werden normierte Kurvenverläufe eingesetzt. Mit Hilfe der linearen Interpolation (ohne Extrapolation) werden die fehlenden Werte ausgerechnet.

Die Summe der quadratischen Abweichungen lässt sich aus folgendem Zusammenhang ermitteln

$$F(S) = \frac{1}{n} \cdot \sum_i (f_{\text{beob}}(x_i) - S \cdot f_{\text{mod}}(x_i))^2 \quad (9.2)$$

wobei n für die Anzahl aller eingelesenen Wertepaare, S für den Skalierungsfaktor, $f_{\text{beob}}(x_i)$ für den Flußwert aus der Beobachtung bei dem Winkel x_i und $f_{\text{mod}}(x_i)$ für den Modellwert bei dem Winkel x_i stehen. Zur Ermittlung des optimalen Skalierungsfaktors soll die Summe aller quadratischen Abweichungen minimal werden. Dazu wird die Funktion $F(S)$ partiell nach S abgeleitet und die Nullstelle bestimmt. Für den Skalierungsfaktor S folgt somit

$$S = \frac{\sum_i (f_{\text{beob}}(x_i) \cdot f_{\text{mod}}(x_i))}{\sum_i (f_{\text{mod}}(x_i))^2} \quad (9.3)$$

Dieses Ergebnis wird anschließend in Gleichung 9.2 eingesetzt, um die quadratische Abweichung zu erhalten.

Ein weiterer Punkt, der bei dem Vergleich der Strahlungscharakteristiken berücksichtigt werden kann, ist der zu untersuchende Winkelbereich. So ist es möglich, durch die Wahl des Bereichs nur einen bestimmten Kurvenabschnitt eingehender zu analysieren, während die restlichen Werte in der Auswertung unberücksichtigt bleiben.

Bei dem Vergleich der simulierten und beobachteten Kurven werden in dieser Arbeit die Modellkurven mit dem nach Gleichung 9.3 bestimmten Faktor multipliziert. Zur besseren Übersicht wird jeweils nur die beste Modellkurve zusammen mit der beobachteten Kurve dargestellt. Der untersuchte Winkelbereich wird jeweils mit dem grau unterlegten Hintergrund dargestellt.

MODELLIERUNG UND ANALYSE DER PULSPROFILE VON CEN X-3

10.1 ÜBERSICHT

Die Emissionscharakteristiken für den Vergleich modellierter und beobachteter Kurven wurden der Arbeit von Kraus ([Kraus et al. \[44\]](#)) entnommen. Es wurden 11 aufgenommene Pulsprofile, welche sich aus vier OSO 8 und sieben Ginga Pulsprofilen zusammensetzen, für die Analyse verwendet. Eine Zusammenfassung der aus den Pulsprofilen gewonnenen Strahlungscharakteristiken und dazugehöriger Energiebänder (gemessen beim Beobachter E_∞ und lokal am Neutronenstern E_n) ist in Tabelle 5 zu finden. Für die Umrechnung der Energiewerte von E_∞ in Energien, gemessen am Neutronenstern, wurde die Gleichung 4.17 verwendet, wobei für $r_s = 4.2$ km und $r_n = 10$ km eingesetzt wurde.

Ausgehend von den lokalen Werten für die Energiebänder, fiel die Entscheidung für die Modellierung auf folgende Energien: 2, 5, 7, 10, 14, 15, 22, 25 und 30 keV.

Um die Leuchtkraft am Neutronenstern zu bestimmen, muss diese zunächst aus dem Wert in 8 kpc Entfernung ausgerechnet werden, analog zu 5.3.1.1. In einer Höhe von 8 kpc hat der Röntgenpulsar eine Leuchtkraft von

$$L_8 = \frac{L_\infty}{\sqrt{1 - r_s/r_8}}$$

mit r_s als Schwarzschildradius, r_8 als Entfernung von 8 kpc und L_∞ als gemessene Leuchtkraft beim Beobachter. Mit $r_s/r_8 \sim 0$ erhält man für die Leuchtkraft in einer Entfernung von 8 kpc $L_8 \sim L_\infty$. Entsprechend obiger Gleichung lässt sich die Leuchtkraft am Neutronenstern bestimmen

$$L_n = \frac{L_\infty}{\sqrt{1 - r_s/r_n}}$$

wobei r_n dem Neutronensternradius entspricht ($r_n = 10$ km). Nach einer Umformung der letzten zwei Gleichungen sowie

| PULSPROFIL | E_∞ | E_{r_n} |
|--------------------|-------------|---------------|
| OSO 8 | | |
| OSO ₁ | 1.0 - 2.3 | 1.31 - 3.02 |
| OSO ₂ | 2.3 - 8.3 | 3.02 - 10.89 |
| OSO ₃ | 8.3 - 12.5 | 10.89 - 16.41 |
| OSO ₄ | 12.5 - 25.0 | 16.41 - 32.83 |
| GINGA | | |
| Ginga ₁ | 1.2 - 2.3 | 1.58 - 3.02 |
| Ginga ₂ | 2.3 - 4.8 | 3.02 - 6.30 |
| Ginga ₃ | 4.8 - 6.9 | 6.30 - 9.06 |
| Ginga ₄ | 6.9 - 9.3 | 9.06 - 12.21 |
| Ginga ₅ | 9.3 - 13.9 | 12.21 - 18.25 |
| Ginga ₆ | 13.9 - 18.5 | 18.25 - 24.29 |
| Ginga ₇ | 18.5 - 27.8 | 24.29 - 36.50 |

Tabelle 5: Pulsprofile und dazugehörige Energiebänder E_∞ in keV sowie umgerechnete lokale Werte E_n in keV

unter Berücksichtigung, dass $L_8 = L_\infty$, lässt sich nun der lokale Wert der Leuchtkraft L_n bestimmen

$$L_n = L_8 \frac{\sqrt{1-r_s/r_8}}{\sqrt{1-r_s/r_n}} = \frac{L_\infty}{\sqrt{1-r_s/r_n}}$$

Weiterhin muss der Zusammenhang zwischen dem Schwarzschildradius r_s und der Masse des Neutronensterns nach Gleichung 4.1 ($r_s = \frac{2Gm_n}{c^2}$) berücksichtigt werden. Da man für die Masse von Cen X-3 einen Wert von $1.2M_\odot$ mit einer Unsicherheit von $0.21M_\odot$ bestimmte, soll die Masse nicht im Bereich $1.0 - 1.4M_\odot$ variiert, sondern zur Modellierung der Kurven drei verschiedene Massen ausgewählt werden, welche diesen Bereich abdecken: $1.4M_\odot$, $1.2M_\odot$ und $1.0M_\odot$. Da für den Neutronensternradius r_n kein genauer Wert bekannt ist, und der Radius zur Modellierung des Cen X-3 nicht variiert wird, wird bei allen Rechnungen der kanonische Wert von 10 km eingesetzt. Neben dem Neutronensternradius r_s wurde auch die Höhe der Akkretionssäule r_t festgehalten. Die aus den verschiedenen Massenwerten resultierenden Schwarzschildradien r_s und somit die Leuchtkräfte L_n und Fallgeschwindigkeiten β

sind: $r_s = 4.2$ km, $L_n = 0.985 \cdot 10^{31}$ Watt, $\beta = 0.648$; $r_s = 3.6$ km, $L_n = 0.938 \cdot 10^{31}$ Watt, $\beta = 0.6$; $r_s = 3.0$ km, $L_n = 0.896 \cdot 10^{31}$ Watt, $\beta = 0.548$.

Eine weitere Größe, die eine Abhängigkeit vom Schwarzschild-radius r_s aufweist, ist der aus der beobachteten Zyklotronenergie gefolgerte lokale Wert. Aus der Arbeit von Nagase (Nagase et al. [66]) konnte für die Zyklotronenergie E_C ein Wert von 30 ± 2 keV entnommen werden. Eine Umrechnung nach Gleichung 4.17 mit der Masse von $1.4M_\odot$ ($r_s = 4.2$ km) ergibt für die Zyklotronenergie $E_C = 39.4$ keV. Für weitere Massen wird analog verfahren, hier erhält man für den Massenwert $1.2M_\odot$ ($r_s = 3.6$ km) die Zyklotronenergie $E_C = 37.5$ keV und für $1.0M_\odot$ ($r_s = 3.0$ km) einen Wert von $E_C = 35.9$ keV.

Parameter, welche für die Modellierung der beobachteten Kurven des Röntgenpulsars Cen X-3 variiert wurden, sind die Säulenbreite (α_o), die Wanddicke ($\alpha_o - \alpha_i$) und die Temperatur an der inneren Säulenwand kT_i . Die Temperatur an der äußeren Säulenwand kT_o sowie die Dichte ρ in Höhe der Neutronensternoberfläche werden entsprechend der variierenden Parameter sowie der Masse mit den Gleichungen 8.3 und 4.13 bestimmt. Da es sinnvoll ist, die passenden Werte erst beim Vergleich der beobachteten und gerechneten Kurven zu wählen, werden diese erst im folgenden Abschnitt genannt.

10.2 ERGEBNISSE DER MODELLIERUNG

Für den Vergleich der Kurven aus Simulation und Beobachtung standen insgesamt fünf verschiedene Versionen der beobachteten Strahlungscharakteristiken zur Verfügung, die sich lediglich in Θ_0 (siehe Abbildung 138), dem Winkel zwischen der Beobachtungsrichtung und der Rotationsachse, unterscheiden. Gewählt wurde $\Theta_0 = 65$ Grad (Begründung siehe Kapitel 10.3).

Die Analyse aller Energiebereiche bei den jeweiligen Datensätzen (OSO 8 und Ginga) zeigt, dass es im Moment leider noch nicht möglich ist, durch eine Variation der hier untersuchten Parameter den gesamten Kurvenverlauf für Cen X-3 zufriedenstellend zu reproduzieren, weshalb an dieser Stelle die Ergebnisse nur diskutiert und nur der beste Vergleich für einen Energiebe-

reich gezeigt werden soll.

Vergleicht man die aus den Pulsprofilen OSO 8 und Ginga gewonnenen Emissionscharakteristiken (im weiteren Verlauf der Arbeit als "beobachtete" Kurve bezeichnet) mit den modellierten Strahlungscharakteristiken, so ist die geringste Übereinstimmung in den Kurvenverläufen bei den kleinsten Energien (OSO₁, Ginga₁ und Ginga₂) zu beobachten.

Ein besseres Ergebnis liefert die Analyse der Strahlungscharakteristiken im mittleren Energiebereich. In Abbildung 139 ist ein Ergebnis aus diesem Energiebereich zu sehen.

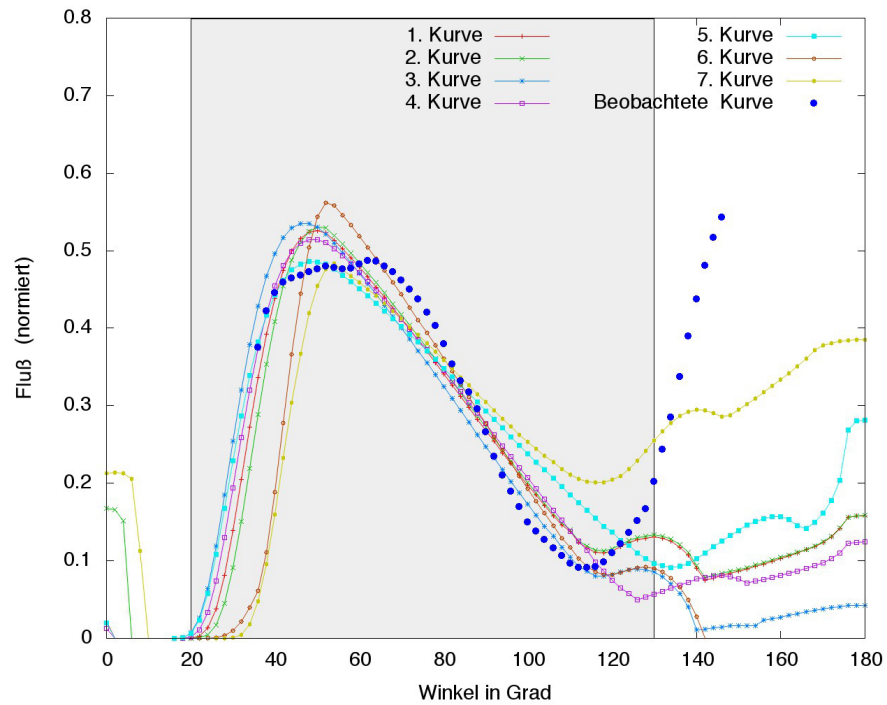


Abbildung 139: Darstellung der beobachteten Kurve und der modellierten Kurvenverläufe für den Energiebereich E_∞ 9.3 – 13.9 keV. Die Photonenenergie E_n der modellierten Kurven beträgt 15 keV

Hier wird die beobachtete Kurve für den Energiebereich E_∞ 9.3 – 13.9 keV (entspricht dem Energiebereich 12.2 – 18.3 keV gemessen lokal am Neutronenstern) sowie sieben willkürlich gewählte Modellkurven, die jeweils für die Photonenenergie 15 keV (lokal am Neutronenstern) gerechnet wurden, präsentiert.

Zur besseren Übersicht wurden nochmals die Kurven 1 bis 4 im oberen Bild und 4 bis 7 im unteren Bild in Abbildung 140 dargestellt.

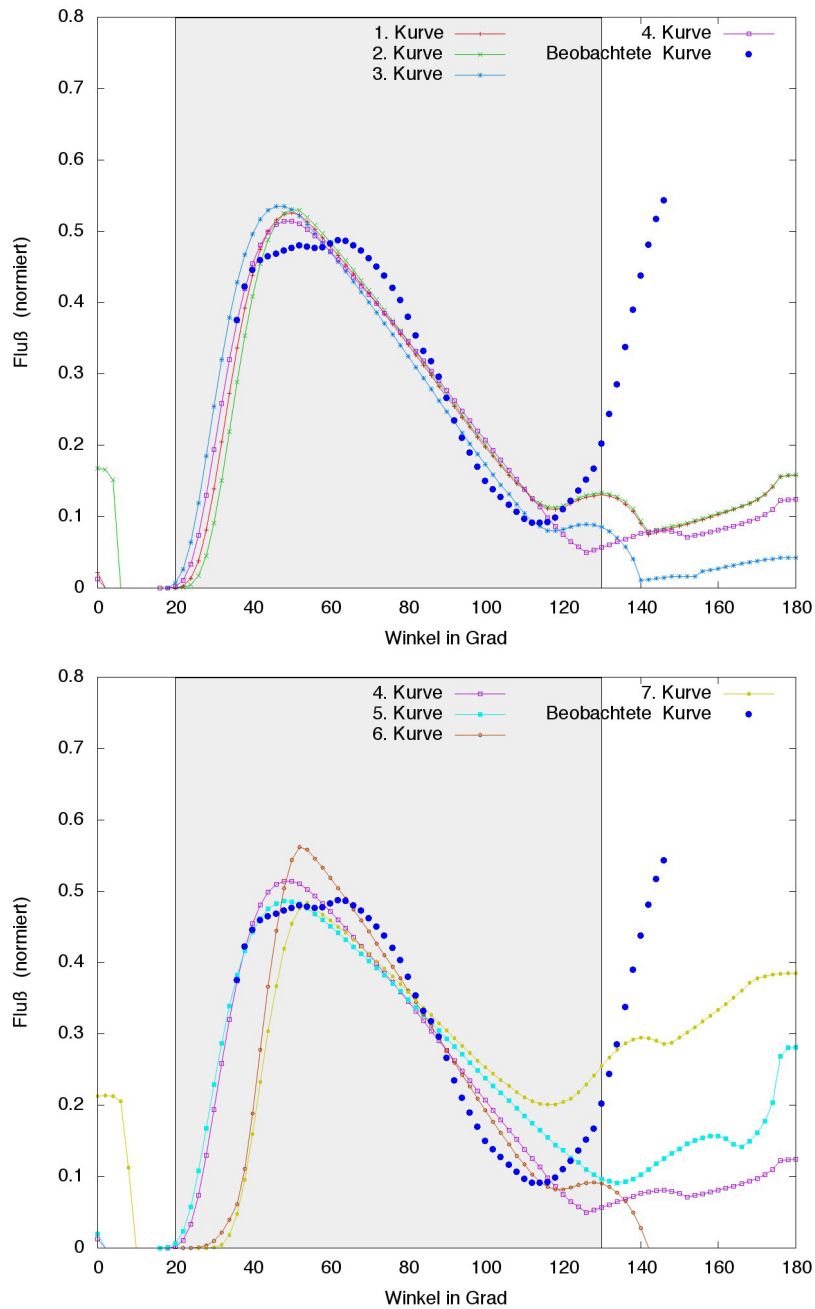


Abbildung 140: Darstellung der beobachteten Kurve und der modellierten Kurvenverläufe für den Energiebereich E_∞ 9.3 – 13.9 keV. Die Photonenenergie E_n der modellierten Kurven beträgt 15 keV. Dargestellt werden die Kurven aus Abbildung 139: 1 bis 4 (Bild oben) und 5 bis 7 (Bild unten)

Die in den Abbildungen 139 und 140 dargestellten Modellkurven entsprechen nicht den sieben besten Kurven, welche den Kurvenverlauf der beobachteten Kurve reproduzieren, sondern wurden ausgewählt, um Modellkurven mit unterschiedlichen Parametereinstellungen zu zeigen. Die variierten sowie die daraus resultierenden Parameter der sieben Kurven werden in Tabelle 6 zusammengefasst.

| KURVE | PARAMETER |
|-------|---|
| 1 | $\alpha_o = 0.06 \text{ rad}$, $\alpha_i = 0.01 \text{ rad}$, $kT_o = 7.81 \text{ keV}$, $kT_i = 7.81 \text{ keV}$, $m_n = 1M_\odot$, $\beta = 0.548$ |
| 2 | $\alpha_o = 0.06 \text{ rad}$, $\alpha_i = 0.03 \text{ rad}$, $kT_o = 7.81 \text{ keV}$, $kT_i = 7.81 \text{ keV}$, $m_n = 1M_\odot$, $\beta = 0.548$ |
| 3 | $\alpha_o = 0.04 \text{ rad}$, $\alpha_i = 0 \text{ rad}$, $kT_o = 8.64 \text{ keV}$, $kT_i = 7.81 \text{ keV}$, $m_n = 1M_\odot$, $\beta = 0.548$ |
| 4 | $\alpha_o = 0.06 \text{ rad}$, $\alpha_i = 0.01 \text{ rad}$, $kT_o = 7.81 \text{ keV}$, $kT_i = 7.81 \text{ keV}$, $m_n = 1.2M_\odot$, $\beta = 0.6$ |
| 5 | $\alpha_o = 0.06 \text{ rad}$, $\alpha_i = 0.01 \text{ rad}$, $kT_o = 7.81 \text{ keV}$, $kT_i = 7.81 \text{ keV}$, $m_n = 1.4M_\odot$, $\beta = 0.648$ |
| 6 | $\alpha_o = 0.07 \text{ rad}$, $\alpha_i = 0.06 \text{ rad}$, $kT_o = 7.52 \text{ keV}$, $kT_i = 25.55 \text{ keV}$, $m_n = 1M_\odot$, $\beta = 0.548$ |
| 7 | $\alpha_o = 0.15 \text{ rad}$, $\alpha_i = 0.05 \text{ rad}$, $kT_o = 6.21 \text{ keV}$, $kT_i = 6.21 \text{ keV}$, $m_n = 1M_\odot$, $\beta = 0.548$ |

Tabelle 6: Simulierte Kurven mit zugehörigen Parametern. Die Photonenenergie E_n der modellierten Kurven beträgt 15 keV. α_o - Säulenbreite, $(\alpha_o - \alpha_i)$ - Wanddicke, m_n - Masse des Neutronensterns, β - Fallgeschwindigkeit, kT_o - effektive Temperatur an der äußeren Säulenwand, kT_i - effektive Temperatur an der inneren Säulenwand

Die beste modellierte Kurve, also der Kurvenverlauf mit der geringsten quadratischen Abweichung, wird zusätzlich in Abbildung 141 dargestellt (entspricht der 1. Kurve in Abbildung 139). Zu sehen sind der beobachtete Kurvenverlauf für Ginga₅ sowie eine Modellkurve, die am besten den Kurvenverlauf von Ginga₅ reproduziert.

Betrachtet man dieses Ergebnis, so ist recht deutlich zu sehen, dass sich die Kurven nur in einem Winkelbereich von 35 bis 120

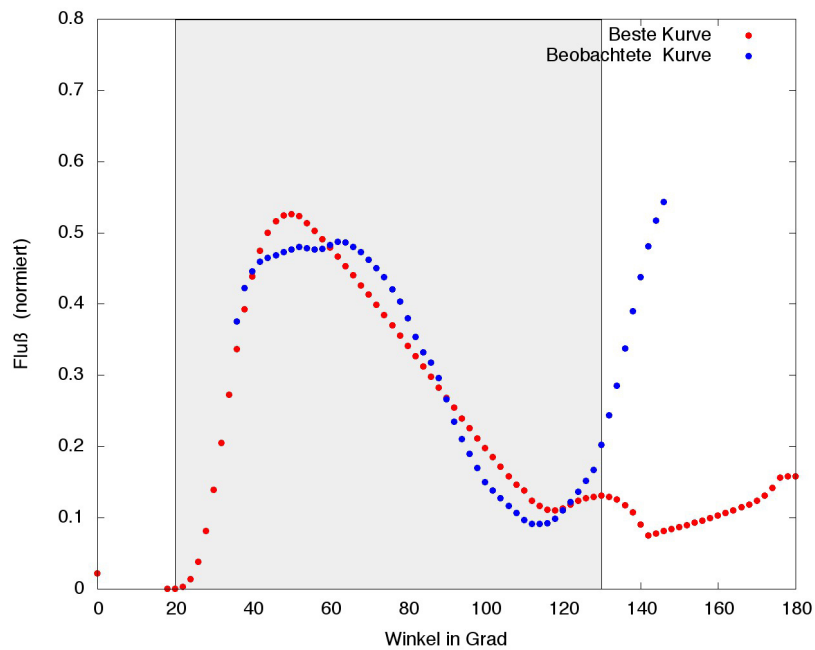


Abbildung 141: Darstellung der beobachteten (blau) und modellierten Kurve (rot) für den Energiebereich E_{∞} 9.3 - 13.9 keV. Die Photonenenergie E_n der modellierten Kurve beträgt 15 keV

Grad ähneln, während ab einem Winkel von 120 Grad die Kurven einen deutlich unterschiedlichen Verlauf aufweisen. Trotz Variation der in dieser Arbeit untersuchten Parameter gelang es mir leider nicht, die komplette beobachtete Kurve (35 – 160 Grad) zu reproduzieren, weshalb ich mich für die Analyse der beobachteten und der gerechneten Kurven auf den Winkelbereich 35 bis 130 Grad (gekennzeichnet durch den grau unterlegten Hintergrund) beschränke.

Um zu verdeutlichen, wie obiger Kurvenverlauf zustande kommt, wird dieser in Abbildung 142 zusammen mit den einzelnen Komponenten sowie der beobachteten Kurve für Ginga_5 dargestellt.

Deutlich zeigt sich, dass bis zum Minimum bei circa 120 Grad der Kurvenverlauf der modellierten Kurve fast ausschließlich durch den Verlauf des äußeren Halo bestimmt wird. Recht gut kann in dem untersuchten Bereich die Steigung des Kurvenstücks zwischen 35 und 40 Grad sowie dessen Lage, der Winkelbereich in welchem die Kurve bis zum Maximum ansteigt, wiedergegeben werden. Vergleicht man dieses Ergebnis mit den Kurven 3, 6 und 7 aus Abbildung 139, welche Kurven für verschiedene Säulenbreiten darstellt, so ist gut zu erkennen, dass

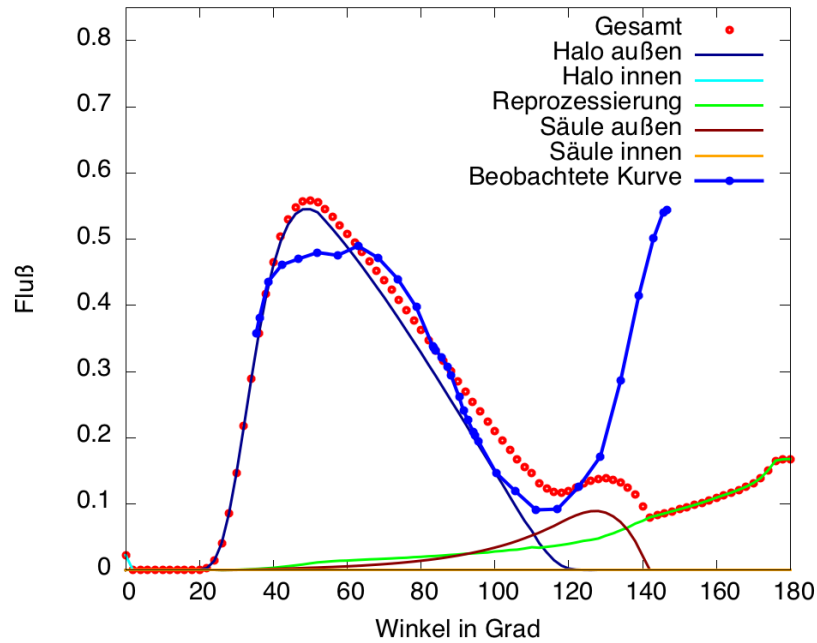


Abbildung 142: Darstellung des Kurvenverlaufs für Ginga₅ mit komponentenweiser Darstellung der besten modellierten Kurve ("Gesamt"). Energiebereich Ginga₅: E_{∞} 9.3 – 13.9 keV. Die Photonenenergie E_n der modellierten Kurve beträgt 15 keV

die Säulenbreite (α_o) die Lage und Steigung des Kurvenstücks bis zum ersten Maximum festlegt.

Die Position und die Breite des Maximums sowie die Steigung der Kurve zwischen 80 und 110 Grad stimmen nur grob überein. Hier spielen verschiedene Parameter wie die Temperatur an der inneren Säulenwand (kT_i), die Wanddicke ($\alpha_i - \alpha_o$) und die Fallgeschwindigkeit (β) eine Rolle. So könnte zum Beispiel das zwischen 40 und 70 Grad beobachtete Kurvenmaximum breiter werden, wenn in diesem Winkelbereich nicht nur der äußere Halo, sondern auch der innere Halo hell genug wäre, wie es beispielsweise bei der Säulenbreite von 0.15 rad, der Wanddicke von 0.06 rad und bei β von 0.648 zu sehen ist (siehe Abbildung 143, Bild links).

Auch die Temperatur der inneren Säulenwand (kT_i) ist von Bedeutung, wie es der Vergleich der Bilder links (Temperaturmodell a, d. h. $kT_o = kT_i$) und rechts (Temperaturmodell c, d. h. $kT_i = kT_{i,max}$) aus Abbildung 143 zeigt.

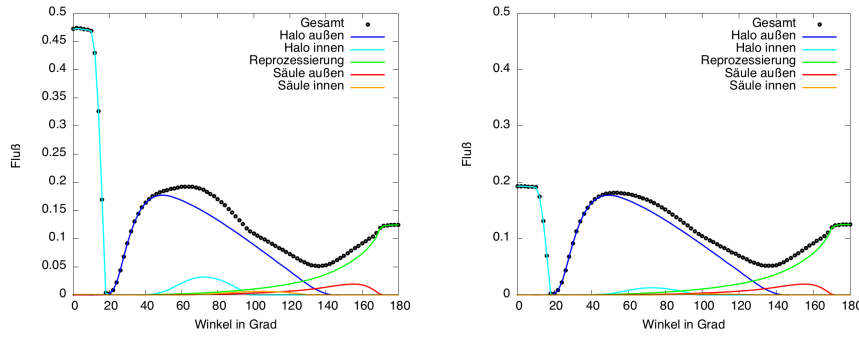


Abbildung 143: Strahlungscharakteristiken für eine Hohl säule mit folgenden Parametern: $\alpha_o = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, $m_n = 1.4M_\odot$, $\beta = 0.648$, Photonenenergie 10 keV; Bild links: Temperaturmodell a: $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Bild rechts: Temperaturmodell c: $kT_o = 3.58$ keV, $kT_i = 5.14$ keV (entspricht Abb. 116 in Kapitel 8)

Die Stärke der Steigung könnte unter anderem auch von der Fallgeschwindigkeit und/oder der Masse beeinflusst werden (siehe Abbildung 144). Dies zeigt auch ein Vergleich des Kurvenverlaufs für die beste Kurve (rote Kurve, Masse $1.0M_\odot$) mit den Kurven 4 (Masse $1.2M_\odot$) und 5 (Masse $1.4M_\odot$) aus Abbildung 139.

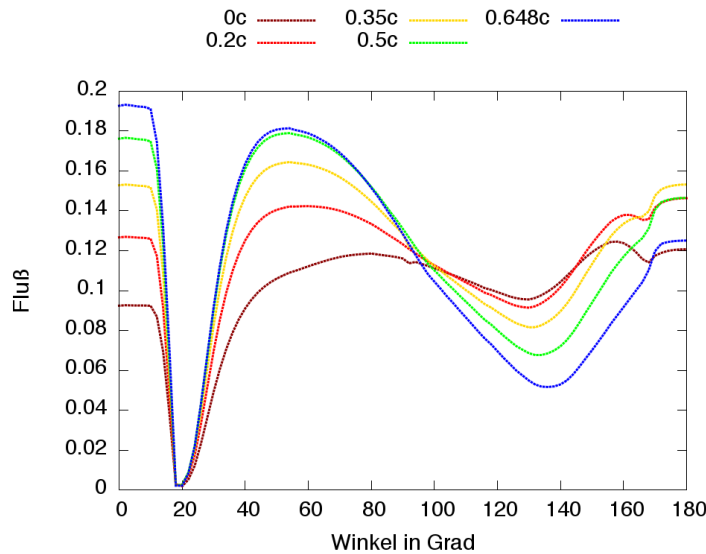


Abbildung 144: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohl säule mit folgenden Parametern: Fallgeschwindigkeit $0c/0.2c/0.35c/0.5c/0.648c$, Masse $m_n = 1.4M_\odot$, Zyklotronenergie $E_c = 59.5$ keV, $\alpha_o = 0.15$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, Temperatur: $kT_o = kT_i = 3.58$ keV, Photonenenergie 10 keV (entspricht Abbildung 55 in Kapitel 6)

Etwas besser konnte die Lage des Minimums im Winkelbereich von 110 bis 125 Grad (Abbildung 142) reproduziert werden. Die Lage und die Höhe des Minimums wird von drei Strahlungskomponenten – Halo außen, Säule außen und Reprozessierung – bestimmt. Auch hier spielen die Masse des Neutronensterns sowie die Fallgeschwindigkeit eine Rolle.

Ein Vergleich der beobachteten Kurven für Cen X-3 mit den in dieser Arbeit berechneten Kurvenverläufen, liefert keine eindeutigen Ergebnisse bezüglich der variierten Parameter. Der Grund dafür ist die geringe Anzahl modellierter Kurvenverläufe, welche die beobachtete Kurve zufriedenstellend wiedergeben. Aus diesem Grund muss eine qualitative Deutung der Ergebnisse genügen.

Wie das oben ausführlich diskutierte Ergebnis gezeigt hat, lässt sich die beobachtete Kurve bis jetzt nur bei mittleren Energien und in einem Winkelbereich zwischen 35 und 110 Grad qualitativ reproduzieren. Die Ergebnisse der oberen Untersuchungen können wie folgt bezüglich Cen X-3 gedeutet werden: ein Vergleich der Lage des Maximums bei circa 50 Grad lässt vermuten, dass es sich um eine schmale Akkretionssäule handeln muss, welche eine Säulenbreite von circa 0.06 rad aufweist. Aufgrund fehlender Werte des beobachteten Kurvenverlaufs bis 20 Grad, kann keine Aussage bezüglich der Wanddicke und der Temperatur an der inneren Säulenwand gemacht werden, allerdings lassen die Ergebnisse vermuten, dass es sich bei der hier beschriebenen Akkretionssäule um eine Vollsäule oder eine Hohlsäule mit einer sehr großen Wanddicke handelt (vgl. dazu zum Beispiel die Kurven 1 und 3 aus Abbildung 140). Der steile Anstieg der Kurve ab 110 Grad konnte nicht reproduziert werden, weshalb keine Bestimmung weiterer Parameter möglich war.

10.3 DIE WAHL DES WINKELS Θ_0

Wie bereits in Kapitel 10.2 angesprochen, standen für den Vergleich der Kurven aus Simulation und Beobachtung insgesamt fünf verschiedene Versionen der beobachteten Strahlungsscharakteristiken zur Verfügung. Die Winkel variieren in einem fünfgradigen Abstand zwischen 55 und 75 Grad. Abbildung 145

zeigt die Emissionscharakteristik für das Pulsprofil $Ginga_5$ für unterschiedliche Winkel Θ_0 .

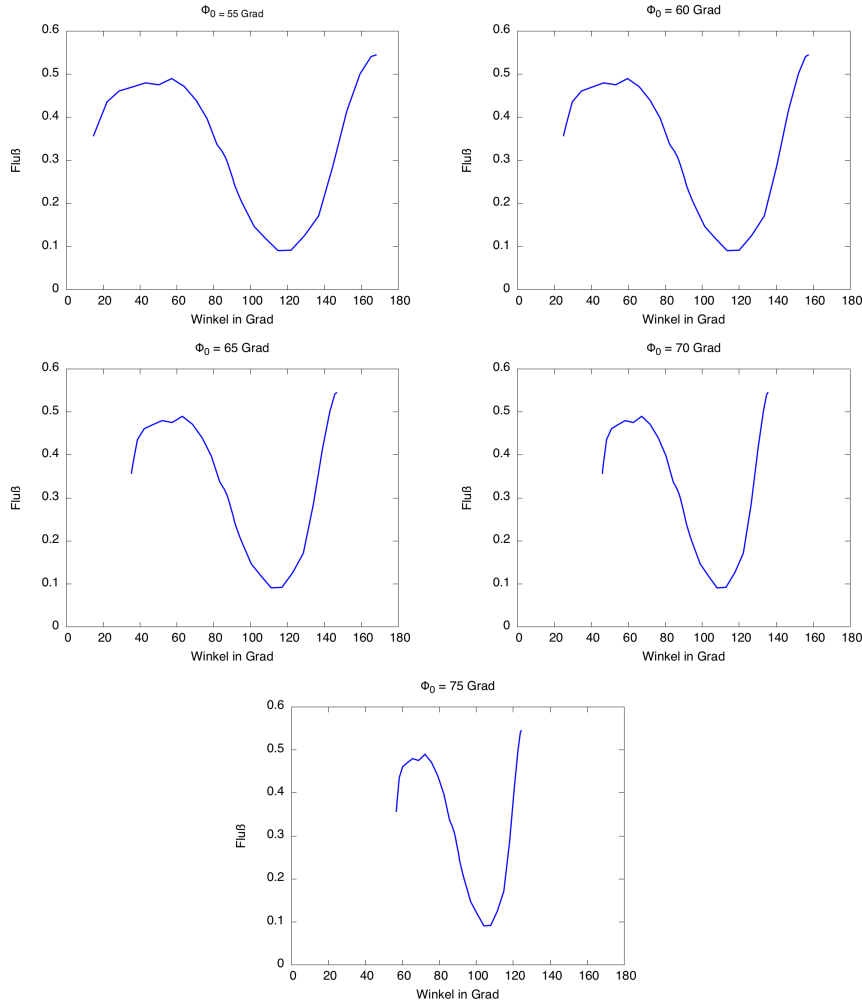


Abbildung 145: Strahlungscharakteristiken für eine Emissionsregion aus dem Pulsprofil $Ginga_5$ für unterschiedliche Winkel Θ_0 (Winkel zwischen der Rotationsachse und der Beobachtungsrichtung)

Um zu entscheiden, für welchen Winkel Θ_0 der Kurvenverlauf am besten passt, wurden die Strahlungscharakteristiken für unterschiedliche Winkel Θ_0 (aus Abbildung 145) mit den simulierten Kurven (normiert) verglichen. Abbildung 146 präsentiert das Ergebnis.

Zu sehen sind die Emissionscharakteristiken aus Abbildung 145 für $Ginga_5$ sowie der am besten passende Kurvenverlauf für die Photonenenergie 15 keV (dazugehörige Parameter sind: $\alpha_0 = 0.06$ rad, $\alpha_i = 0.01$ rad, $r_s = 3.0$ km, $r_n = 10$ km, $E_C = 39.2$

keV, $kT_o = kT_i = 7.81$ keV, $\beta = 0.548$).

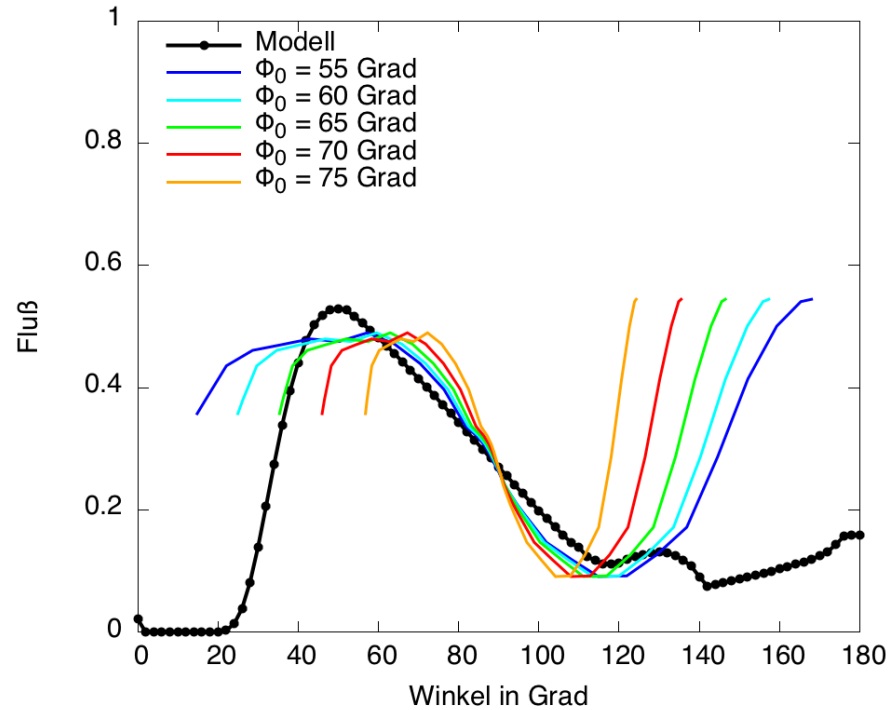


Abbildung 146: Darstellung der simulierten (schwarze gepunktete Linie) und beobachteten (durchgezogene Linien) Strahlungscharakteristiken für verschiedene Winkel Θ_0

In Abbildung 146 lässt sich gut erkennen, dass der Kurvenverlauf für $\Theta_0 = 65$ Grad im mittleren Winkelbereich (30 bis 120 Grad) das beste Ergebnis bei einem Vergleich der simulierten und beobachteten Kurvenverläufe liefert, weshalb bei den Analysen nur Strahlungscharakteristiken für diesen Winkel verwendet werden.

MODELLIERUNG UND ANALYSE DER PULSPROFILE VON A0535 +26

11.1 ÜBERSICHT

Die Strahlungscharakteristiken für die Analyse simulierter und beobachteter Kurvenverläufe wurden der Arbeit von Caballero (Caballero [12]) entnommen. Aus den 14 zur Verfügung stehenden Energiebereichen wurden 13 ausgewählt. Eine Übersicht der beiden Datensätze mit den jeweiligen Energiebereichen (gemessen beim Beobachter E_∞ und lokal am Neutronenstern E_n) ist in Tabelle 7 zu finden.

| PULSPROFIL | E_∞ | E_n |
|--------------------|---------------|----------------|
| PCA | | |
| PCA ₁ | 2.98 - 5.04 | 3.92 - 6.62 |
| PCA ₂ | 5.04 - 7.10 | 6.62 - 9.32 |
| PCA ₃ | 7.10 - 9.59 | 9.32 - 12.59 |
| PCA ₄ | 9.59 - 12.08 | 12.59 - 15.86 |
| PCA ₅ | 12.08 - 15.41 | 15.86 - 20.23 |
| PCA ₆ | 15.41 - 19.19 | 20.23 - 25.20 |
| PCA ₇ | 19.19 - 25.52 | 25.20 - 33.51 |
| HEXTE | | |
| HEXTE ₁ | 18.57 - 25.20 | 24.38 - 33.09 |
| HEXTE ₂ | 25.20 - 34.30 | 33.09 - 45.04 |
| HEXTE ₃ | 34.30 - 43.76 | 45.04 - 57.46 |
| HEXTE ₄ | 43.76 - 48.32 | 57.46 - 63.45 |
| HEXTE ₅ | 48.32 - 50.07 | 63.45 - 78.88 |
| HEXTE ₆ | 50.07 - 80.58 | 78.88 - 105.81 |

Tabelle 7: Pulsprofile und dazugehörige Energiebänder E_∞ in keV, sowie umgerechnete lokale Werte E_n in keV; $r_s/r_n = 0.42$

Aus den Beobachtungen 16 bis 21, die als stabil beschrieben wurden (siehe Anhang A aus Caballero [12]), stammen der Fluß

und die Zyklotronenergie. Die Leuchtkraft lässt sich über den Zusammenhang zwischen dem Fluß F und der Leuchtkraft L (nach Gleichung 8.2) für den 2 kpc (Steele et al. [81]) entfernten Röntgenpulsar wie folgt bestimmen

$$L = 4\pi d^2 F$$

wobei d für die Entfernung steht.

Der gemittelte Flußwert, entnommen aus den oben genannten Beobachtungen, beträgt $1.7435 \cdot 10^{-8} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, somit erhält man für die Leuchtkraft einen Wert von $L_\infty = 0.8 \cdot 10^{31} \text{ Watt}$. Eine Umrechnung, analog zu Gleichung 4.17, liefert den lokalen Wert für die Leuchtkraft: $L_n = 1.09 \cdot 10^{30} \text{ Watt}$, wobei für den Schwarzschildradius r_s ein Wert von 4.2 km und für den Neutronensternradius ein Wert von $r_n = 10 \text{ km}$ eingesetzt wurde. Eine Mittellung der Werte für die Zyklotronenergie ergibt $E_{C,\infty} = 45.32 \text{ keV}$ bzw. $E_{C,n} = 59.5 \text{ keV}$. Da keine genauen Größen für die Masse von $A0535 + 26$ bekannt sind, wurde diese entsprechend den beobachteten Werten auf $m_n = 1.4M_\odot$ festgelegt (Caballero [12]). Zusätzlich wurde ein zweiter Wert für die Masse gewählt, mit $m_n = 1.0M_\odot$. Daraus folgen die Werte für die Leuchtkraft $L_n = 1.0 \cdot 10^{30} \text{ Watt}$ sowie für die Zyklotronenergie $E_{C,n} = 53.8 \text{ keV}$, für den Schwarzschildradius wurde $r_s = 3 \text{ km}$ eingesetzt.

Ausgehend von den lokalen Werten für die Energiebänder wurden Modellkurven für folgende Energien E_n gerechnet: 5, 8, 11, 14, 18, 22, 28, 39, 52, 60, 70 und 90 keV.

11.2 ERGEBNISSE DER MODELLIERUNG

Ähnlich der Einstellungen in Kapitel 10, wurde die Höhe der Akkretionssäule r_t auf 500 Meter über der Sternoberfläche gelegt. Der Radius des Röntgenpulsars beträgt $r_n = 10 \text{ km}$.

Auf der Suche nach der simulierten Kurve, die am besten den beobachteten Kurvenverlauf beschreibt, wurden die Säulenbreite (α_o), die Wanddicke ($\alpha_o - \alpha_i$), die Fallgeschwindigkeit β und die Temperatur an der inneren Säulenwand kT_i variiert. Eine Untersuchung der Datensätze PCA und HEXTE in allen Energiebereichen ergab, ähnlich den Ergebnissen zu Cen X-3, dass es zum jetzigen Zeitpunkt noch nicht möglich ist, die Kurvenverläufe von $A0535 + 26$ mit dem in dieser Arbeit beschriebenen

Modell und durch eine Variation oben genannter Parameter zufriedenstellend zu reproduzieren. So werden die Ergebnisse des Vergleichs nur diskutiert und das beste Ergebnis präsentiert.

Eine Gegenüberstellung beobachteter Emissionscharakteristiken, welche aus den Pulsprofilen PCA und HEXTE gewonnen wurden, und modellierter Emissionscharakteristiken ergibt Folgendes: bei kleinen Energien (bis $E_\infty \approx 10$ keV bzw. $E_n \approx 13$ keV) beobachtet man eine relativ große Übereinstimmung der Kurven in einem Winkelbereich von 15 bis 35 Grad, während sich ab 35 Grad die Kurvenverläufe sehr stark unterscheiden. Mit größer werdender Energie wird die Abweichung zwischen den beobachteten und modellierten Kurven bei allen Winkeln größer. Ab $E_\infty \approx 19$ keV bzw. $E_n \approx 25$ keV gibt es wieder eine bessere Übereinstimmung, diesmal allerdings bei großen Winkeln, in einem Winkelbereich von 145 bis 170 Grad.

11.2.1 Vergleich der Ergebnisse, Teil 1

Als Erstes werden die Kurven bei kleinen Energien untersucht und das beste Ergebnis (1. Kurve) aus diesem Energiebereich in Abbildung 147 präsentiert.

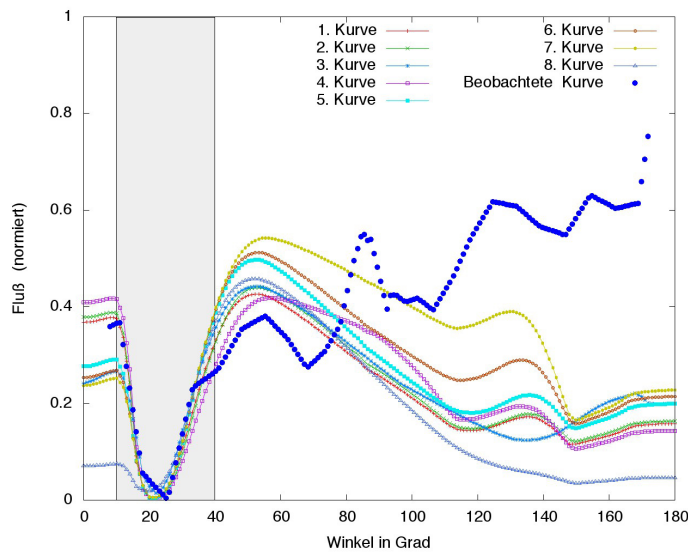


Abbildung 147: Darstellung der beobachteten Kurve und der modellierten Kurven für den Energiebereich E_∞ 2.98 – 5.04 keV. Die Photonenenergie E_n der modellierten Kurven beträgt 5 keV

Zur besseren Übersicht stellt das obere Bild der Abbildung 148 die Kurvenverläufe 1 bis 4 aus Abbildung 147 dar, während die Kurvenverläufe 5 bis 8 im unteren Bild zu sehen sind.

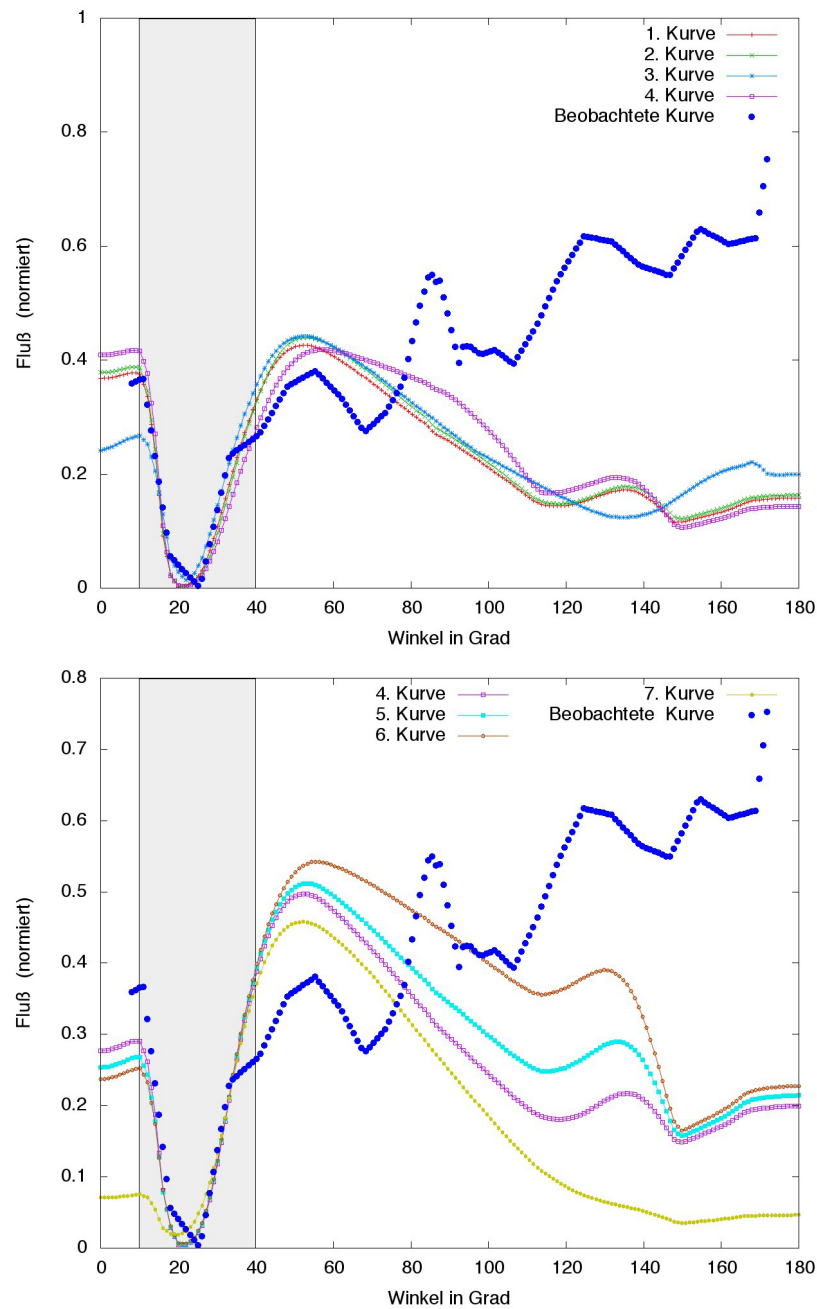


Abbildung 148: Darstellung der beobachteten Kurve und der modellierten Kurven für den Energiebereich $E_\infty 2.98 - 5.04$ keV. Die Photonenenergie E_n der modellierten Kurven beträgt 5 keV. Dargestellt werden die Kurven aus Abbildung 147: 1 bis 4 (Bild oben) und 5 bis 8 (Bild unten)

Dargestellt werden acht verschiedene Modellkurvenverläufe, welche für die Photonenenergie 5 keV (lokal am Neutronenstern) gerechnet wurden, sowie die beobachtete Kurve für den Energiebereich E_∞ 2.98 keV bis 5.05 keV (entspricht E_n 3.92 keV bis 6.62 keV, entspricht PCA₁). Auch hier, analog zu Kapitel 10.2, wurden nicht die besten acht Kurven ausgesucht, sondern jene mit unterschiedlichen Einstellungen, wobei mehrere Parameter variiert wurden. Die variierten und die daraus resultierenden Parameter werden in Tabelle 8 zusammengefasst.

| KURVE | PARAMETER |
|-------|---|
| 1 | $\alpha_o = 0.17$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, $kT_o = 3.48$ keV, $kT_i = 4.58$ keV, $m_n = 1M_\odot$, $\beta = 0.548$ |
| 2 | $\alpha_o = 0.18$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, $kT_o = 3.43$ keV, $kT_i = 4.58$ keV, $m_n = 1M_\odot$, $\beta = 0.548$ |
| 3 | $\alpha_o = 0.18$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, $kT_o = 3.43$ keV, $kT_i = 3.43$ keV, $m_n = 1.4M_\odot$, $\beta = 0.648$ |
| 4 | $\alpha_o = 0.18$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, $kT_o = 3.43$ keV, $kT_i = 5.62$ keV, $m_n = 1M_\odot$, $\beta = 0.4$ |
| 5 | $\alpha_o = 0.18$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, $kT_o = 3.43$ keV, $kT_i = 3.43$ keV, $m_n = 1M_\odot$, $\beta = 0.548$ |
| 6 | $\alpha_o = 0.18$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, $kT_o = 3.43$ keV, $kT_i = 3.43$ keV, $m_n = 1M_\odot$, $\beta = 0.4$ |
| 7 | $\alpha_o = 0.18$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, $kT_o = 3.43$ keV, $kT_i = 4.58$ keV, $m_n = 1M_\odot$, $\beta = 0.2$ |
| 8 | $\alpha_o = 0.19$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, $kT_o = 3.38$ keV, $kT_i = 4.58$ keV, $m_n = 1M_\odot$, $\beta = 0.548$ |

Tabelle 8: Simulierte Kurven mit zugehörigen Parametern. Die Photonenenergie E_n der modellierten Kurven beträgt 5 keV. α_o - Säulenbreite, $(\alpha_o - \alpha_i)$ - Wanddicke, m_n - Masse des Neutronensterns, β - Fallgeschwindigkeit, kT_o - effektive Temperatur an der äußeren Säulenwand, kT_i - effektive Temperatur an der inneren Säulenwand

Der Kurvenverlauf mit der geringsten quadratischen Abweichung, also die beste gerechnete Kurve (in den Abbildungen 147 und 148 als 1. Kurve bezeichnet), wird ergänzend in Abbildung 149 präsentiert.

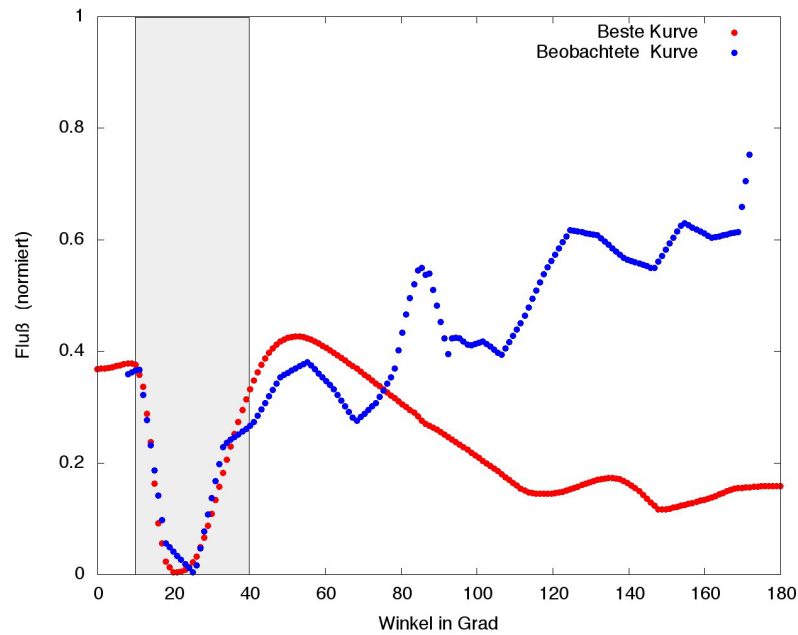


Abbildung 149: Darstellung der beobachteten (blau) und der besten modellierten Kurve (rot) für den Energiebereich E_∞ 2.98 – 5.04 keV. Die Photonenenergie E_n der modellierten Kurve beträgt 5 keV

Aus der Analyse des Kurvenvergleichs geht hervor, dass die Kurven (siehe Abbildungen 147 bis 149) trotz Parametervariation nur in einem Winkelbereich von 15 bis 35 Grad bzw. dem in diesem Bereich liegende Kurvenminimum, zu einem gewissen Grad übereinstimmen. Aus diesem Grund habe ich entschieden, die Kurvenverläufe nur in diesem Winkelbereich von 15 bis 40 Grad (gekennzeichnet durch den grau unterlegten Hintergrund) miteinander zu vergleichen.

Um zu veranschaulichen, wie der obige Kurvenverlauf zustande kommt, werden zusätzlich zu der "Besten Kurve" (bzw. auch als 1. Kurve bezeichnet) und der "Beobachteten Kurve" aus Abbildung 149 die einzelnen Komponenten (Halo außen, Halo innen, Säule außen, Säule innen, Reprozessierung) geplottet. Abbildung 150 zeigt das Ergebnis.

Interessant ist zu sehen, dass das Minimum, welches bei circa 20 Grad beobachtet wird, sowohl von der Strahlungskomponente Halo innen (türkisfarbene Kurve) als auch von Halo außen (dunkelblaue Kurve) bestimmt wird. Die Strahlungskomponenten Säule außen, Säule innen und die Reprozessierung beeinflussen den Kurvenverlauf in diesem Winkelbereich nicht.

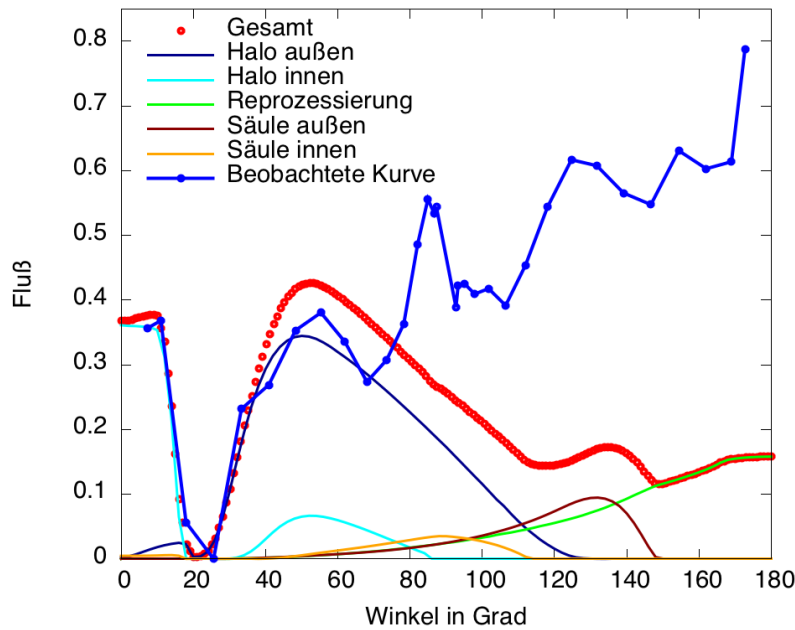


Abbildung 150: Darstellung der beobachteten Kurve und komponentenweise Darstellung des besten modellierten Kurvenverlaufs ("Gesamt") für den Energiebereich E_∞ 2.98 – 5.04 keV. Die Photonenenergie E_n der modellierten Kurve beträgt 5 keV

Eine Variation der während der Parameterstudie untersuchten Größen wie Zyklotronenergie, Fallgeschwindigkeit, Säulenbreite und Wanddicke sowie Temperatur an der inneren Säulenwand hat gezeigt, dass bei kleinen Energien der Kurvenverlauf der Strahlungskomponente Halo innen abhängig von allen oben genannten Parametern ist. Während Größen, wie zum Beispiel Temperatur oder Säulenbreite, den Kurvenverlauf stärker verändern, beeinflusst eine Änderung der Zyklotronenergie diesen nur sehr wenig.

Überträgt man diese gewonnenen Erkenntnisse auf die Analyse der beobachteten und der modellierten Kurven und vergleicht die Kurven 1, 2, 3 und 4 aus den Abbildungen 147 bzw. 148 miteinander, so ist gut zu erkennen, dass vor allem durch eine Anpassung der Parameter Säulenbreite (α_o), Wanddicke ($\alpha_o - \alpha_i$) und Temperatur an der Säuleninnenwand (kT_i) dieser Teil des Kurvenstücks (zwischen 10 und 20 Grad) qualitativ reproduziert werden kann.

Der Kurvenverlauf zwischen 20 und 35 Grad wird durch die Strahlungskomponente Halo außen bestimmt. Ähnlich dem inneren Halo spielen auch hier die Parameter wie Säulenbreite

und Temperatur eine Rolle. Den größten Einfluss, vor allem auf die Steigung der Kurve im oben genannten Winkelbereich, übt allerdings die Wanddicke aus (vgl. Abbildung 151).

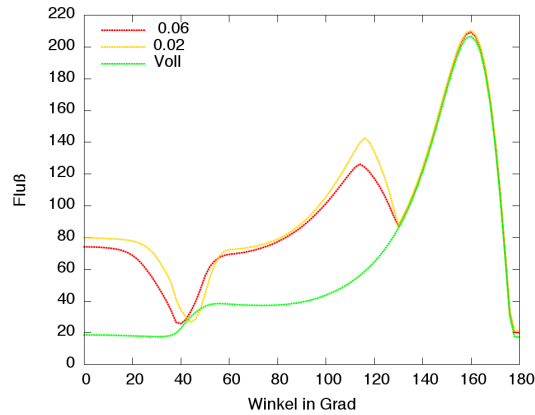


Abbildung 151: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Vollsäule und zwei Hohlensäulen mit folgenden Parametern: Säulenbreite 0.25 rad, Wanddicke 0.06 rad/0.02 rad/Vollsäule, Photonenenergie 1 keV, Fallgeschwindigkeit 0.648c, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, Temperaturmodell α : $kT_i = kT_o = 3.15$ keV; Entspricht dem oberen Bild aus Abbildung 106

Vergleicht man die Kurven in allen Energiebereichen bei den jeweiligen Datensätzen (PCA und HEXTE), so ist ersichtlich, dass es im Moment leider noch nicht möglich ist, durch eine Variation der in dieser Arbeit untersuchten Parameter den gesamten Kurvenverlauf für $A0535 + 26$ zufriedenstellend zu reproduzieren, weshalb auch keine genaue Angaben über die Parameter gemacht werden, welche die Akkretionssäule des Röntgenpulsars $A0535+26$ beschreiben.

Im Groben lässt sich folgende Aussage machen: die Ergebnisse dieses Kapitels legen nahe, dass es sich bei der hier beschriebenen Akkretionssäule um eine Hohlsäule handeln könnte, dies lässt sich durch den Verlauf der Kurve zwischen 0 und 20 Grad bestätigen. Wäre die hier beschriebene Akkretionssäule eine Vollsäule, so wäre der Kurvenverlauf in dem oben beschriebenen Winkelbereich relativ flach. Zur Verdeutlichung des Unterschieds zwischen einer Voll- und einer Hohlsäule werden zwei Kurvenverläufe in Abbildung 152 dargestellt. Im linken Bild ist eine Vollsäule und im rechten Bild eine Hohlsäule zu sehen. Alle Einstellungen (Säulenbreite, Masse, Fallgeschwindigkeit, Zyklotronenergie, Temperatur an der äußeren Säulenwand, Leuchtkraft) wurden gleich gewählt. Betrachtet man also

den mit der türkisfarbenen Umrandung markierten Bereich, so ist gut zu erkennen, dass während bei der Hohlsäule im Winkelbereich zwischen 0 und 20 Grad ein Minimum zu beobachten ist, der Kurvenverlauf bei der Vollsäule flach bleibt.

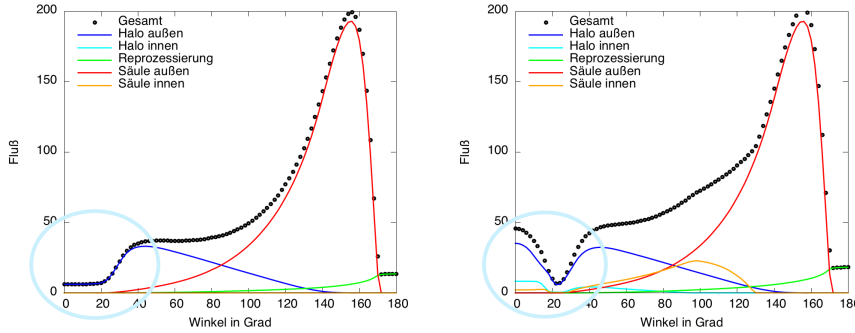


Abbildung 152: Darstellung der Gesamtstrahlung sowie ihrer Komponenten für eine Vollsäule (Bild links) und eine Hohlsäule (Bild rechts). Folgende Parameter wurden für beide Akkretionssäulen gleich gewählt: Photonenenergie 1 keV, $\alpha_o = 0.15$ rad, $kT_o = 3.58$ keV, Zyklotronenergie $E_C = 59.5$ keV, $\beta = 0.648$; zusätzlich für die Hohlsäule: $\alpha_i = 0.09$ rad, $kT_i = kT_o$

11.2.2 Vergleich der Ergebnisse, Teil 2

Wie bereits in Kapitel 11.2 angesprochen, gibt es eine gute Übereinstimmung der modellierten und beobachteten Kurven zwischen 145 und 170 Grad bei Photonenenergien ab circa 19 keV, deshalb soll als nächstes aus diesem Bereich das beste Ergebnis, welches in Abbildung 153 zu sehen ist, präsentiert und diskutiert werden.

Dargestellt werden sechs modellierte Kurven sowie der beobachtete Kurvenverlauf. Analog zu 11.2.1 fiel die Wahl auf diese Kurven nicht, weil diese das beste Ergebnis darstellen, sondern um die Kurvenverläufe mit verschiedensten Parametereinstellungen zu präsentieren. Die simulierten Kurvenverläufe wurden für die Photonenenergie $E_n = 60$ keV gerechnet. Die beobachtete Kurve liegt im Energiebereich $E_\infty 43.76 - 48.32$ keV (entspricht $E_n 57.46 - 63.45$ keV, als HEXTE₄ bezeichnet). Zur Übersicht werden in Tabelle 9 die variierten und die daraus resultierenden Parameter zusammengefasst.

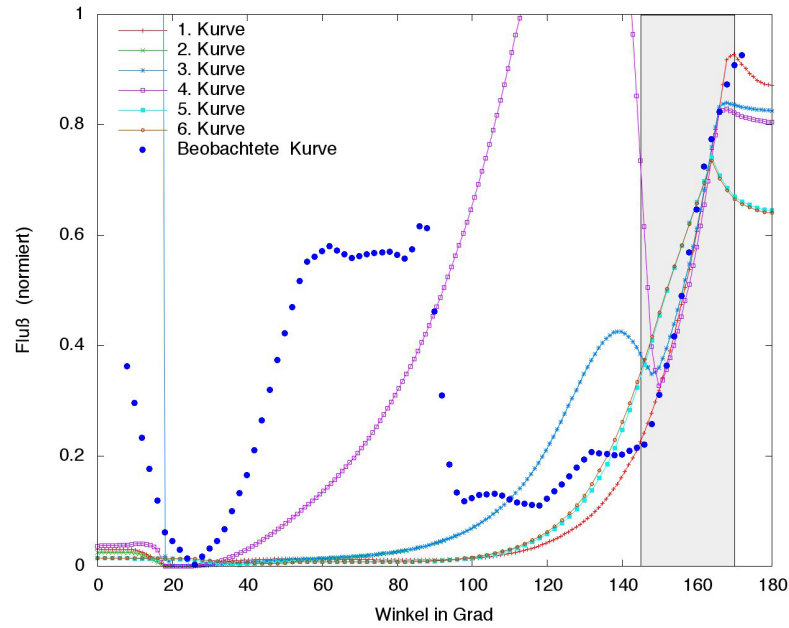


Abbildung 153: Darstellung der beobachteten Kurve und der modellierten Kurven für den Energiebereich E_∞ 43.76 – 48.32 keV. Die Photonenenergie E_n der modellierten Kurven beträgt 60 keV

| KURVE | PARAMETER |
|-------|---|
| 1 | $\alpha_o = 0.18$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, $kT_o = 3.43$ keV, $kT_i = 3.43$ keV, $m_n = 1.4M_\odot$, $\beta = 0.648$ |
| 2 | $\alpha_o = 0.18$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, $kT_o = 3.43$ keV, $kT_i = 3.43$ keV, $m_n = 1M_\odot$, $\beta = 0.4$ |
| 3 | $\alpha_o = 0.18$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, $kT_o = 3.43$ keV, $kT_i = 5.62$ keV, $m_n = 1M_\odot$, $\beta = 0.4$ |
| 4 | $\alpha_o = 0.18$ rad, $\alpha_i = 0.09$ rad, $kT_o = 3.43$ keV, $kT_i = 3.43$ keV, $m_n = 1M_\odot$, $\beta = 0.2$ |
| 5 | $\alpha_o = 0.25$ rad, $\alpha_i = 0.19$ rad, $kT_o = 3.15$ keV, $kT_i = 3.15$ keV, $m_n = 1.4M_\odot$, $\beta = 0.648$ |
| 6 | $\alpha_o = 0.25$ rad, $\alpha_i = 0.23$ rad, $kT_o = 3.15$ keV, $kT_i = 3.15$ keV, $m_n = 1.4M_\odot$, $\beta = 0.648$ |

Tabelle 9: Simulierte Kurven mit zugehörigen Parametern. Die Photonenenergie E_n der modellierten Kurven beträgt 60 keV. α_o - Säulenbreite, $(\alpha_o - \alpha_i)$ - Wanddicke, m_n - Masse des Neutronensterns, β - Fallgeschwindigkeit, kT_o - effektive Temperatur an der äußeren Säulenwand, kT_i - effektive Temperatur an der inneren Säulenwand

Aus dem Vergleich der modellierten Kurven mit dem beobachteten Kurvenverlauf ist zu erkennen, dass die Steigung der beobachteten Kurve im Winkelbereich von 145 bis 170 Grad von den Kurven 1 bis 4 recht gut reproduziert wird, während die Steigung der Kurven 5 und 6 etwas abweicht.

Die beste modellierte Kurve bzw. der Kurvenverlauf mit der geringsten quadratischen Abweichung (in Abbildung 153 als 1. Kurve bezeichnet) wird ergänzend in Abbildung 154 präsentiert.

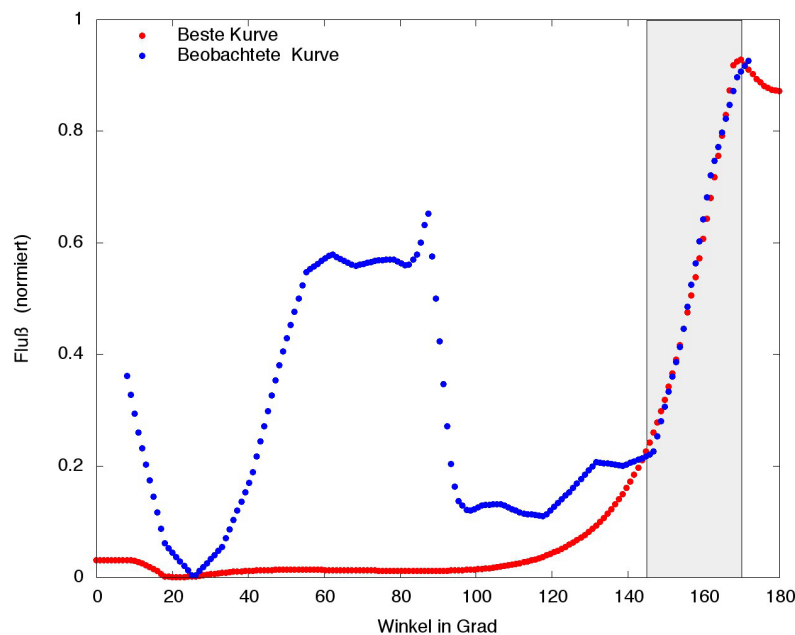


Abbildung 154: Darstellung der beobachteten (blau) und der besten modellierten Kurve (rot) für den Energiebereich E_{∞} 43.76 – 48.32 keV. Die Photonenenergie E_n der modellierten Kurve beträgt 60 keV

Um besser nachzuvollziehen, wie der Anstieg der Kurve in diesem Winkelbereich zustande kommt, werden die beobachtete Kurve für den Energiebereich HEXTE₄, die modellierte Kurve (Photonenenergie 60 keV) sowie einzelne Strahlungskomponenten in Abbildung 155 dargestellt.

Recht deutlich ist zu erkennen, dass der beobachtete Anstieg im Winkelbereich zwischen 145 und 170 Grad durch die Strahlungskomponente Reprozessierung bestimmt wird. Aus den Ergebnissen der Parameterstudie (vgl. Kapitel 5 bis 8) lässt sich ableiten, dass bei großen Energien die Strahlungskomponente

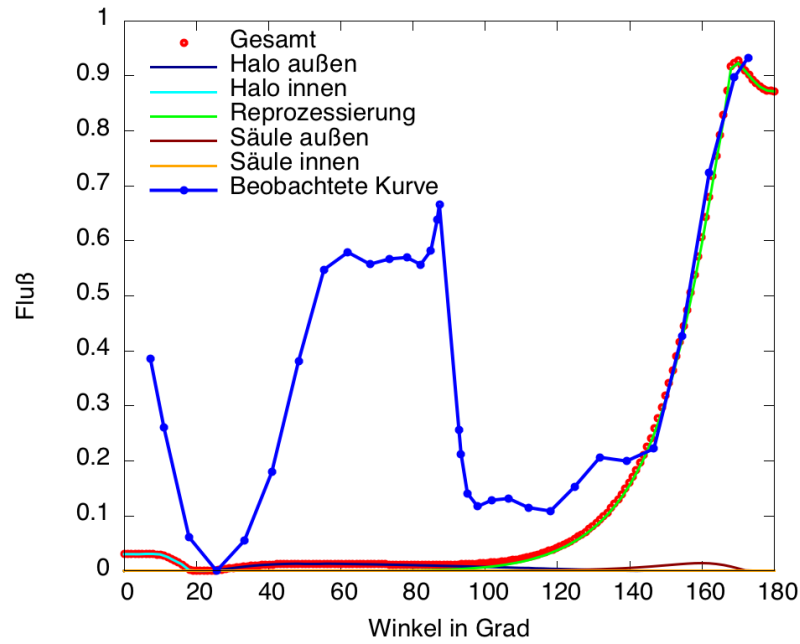


Abbildung 155: Darstellung der beobachteten Kurve und komponentenweise Darstellung des besten modellierten Kurvenverlaufs ("Gesamt") für den Energiebereich E_∞ 43.76 – 48.32 keV. Die Photonenenergie E_n der modellierten Kurve beträgt 60 keV

Reprozessierung vor allem eine Abhängigkeit von der Höhe der Fallgeschwindigkeit sowie der Geometrie der Akkretions säule aufweist. Dies soll noch einmal in Abbildung 156 verdeutlicht werden.

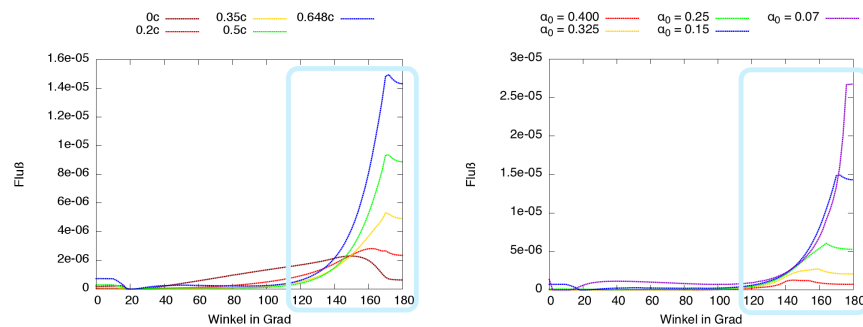


Abbildung 156: Darstellung der Gesamtstrahlung für eine Hohl säule mit folgenden Parametern: Photonenenergie 60 keV, Zyklotronenergie E_C 59.5 keV, Temperaturmodell α : $kT_i = kT_o = 3.58$ keV, Wanddicke 0.06 rad; variierende Fallgeschwindigkeit (Bild links) 0c/0.2c/0.35c/0.5c/0.648c; variierende Säulenbreiten (Bild rechts) 0.4/0.325/0.25/0.07 rad

Zu sehen sind Emissionscharakteristiken für die gleiche Akkretionssäule (gleiche Einstellungen), wobei im linken Bild die Zyklotronenergie E_C und im rechten Bild die Säulenbreite α_0 variiert wurden. Betrachtet man den türkisfarbenen umrandeten Bereich, so erkennt man, wie bereits angesprochen, dass sich die Steigung sowohl mit der Variation der Fallgeschwindigkeit als auch der Säulenbreite ändert.

Die Abhängigkeit von den oben genannten Parametern bestätigen auch die Kurvenverläufe aus Abbildung 153 (siehe auch Tabelle 9 für die Parametereinstellungen).

Aufgrund der wenigen Ergebnisse, die die beobachteten Kurvenverläufe zufriedenstellend wiedergeben, kann keine eindeutige Aussage bezüglich der Parameter gemacht werden, welche die Akkretionssäule des Pulsars A0535 + 26 eindeutig definieren. Kombiniert man die Erkenntnisse der Untersuchungen aus den Kapiteln 11.2.1 und 11.2.2, so kann grob eingeschätzt werden, dass es sich um eine Hohlsäule "mittlerer" Säulenbreite und "mittlerer" Wanddicke handeln könnte, da aus der Analyse der beiden Kurvenvergleiche hervorgeht, dass die Säulenbreite zwischen $\alpha_0 = 0.18$ rad und $\alpha_0 = 0.17$ rad die besten Ergebnisse liefert. Für die Wanddicke ergibt sich ein Wert zwischen 0.08 rad und 0.09 rad. Nicht reproduziert werden konnte der Kurvenverlauf bis zu einem Winkel von 135 Grad mit hohen Energien, deshalb kann über weitere Parameter keine eindeutige Aussage getroffen werden.

Teil IV

ZUSAMMENFASSUNG

"Ein rein verstandesmäßiges Weltbild ganz ohne
Mystik ist ein Unding."¹

Erwin Schrödinger

¹ Brief an Franz Theodor Csokor, datiert Alpbach, 17. September 1960, zitiert nach: Mein Leben, meine Weltansicht, mit einem Vorw. von Auguste Dick. Zürich: Diogenes, 1989 - innere Umschlagseite ohne Seitenzahl.

ZUSAMMENFASSUNG

Gegenstand dieser Arbeit waren die Untersuchung ausgewählter Parameter des binären Akkretionssäulenmodells sowie, mit dessen Hilfe, eine Reproduzierung der Strahlungscharakteristiken der Röntgenpulsare Cen X-3 und A0535+26. Für die Analyse wurden insgesamt vier Parameter gewählt: Zyklotronenergie, Fallgeschwindigkeit des Plasmas unterhalb des Schocks, Säulenbreite und Wanddicke sowie Temperatur an der inneren Wand der Akkretionssäule.

Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen zur Variation der Zyklotronenergie E_C zeigen, dass der Verlauf der Strahlungscharakteristiken von der Resonanz geprägt ist. Es werden Photonen, welche ihren Ursprung in der gegenüberliegenden Wand und dem Halo haben, im Akkretionsstrom resonant gestreut. Am stärksten werden die Strahlungskomponenten Halo innen und Säule innen beeinflusst, da beim Blick durch die Säulenwand, infolge der resonanten Streuung, die Wand der Akkretionssäule undurchsichtig wird. Die Höhe des Resonanzbereichs hängt sowohl von der Photonenenergie als auch von der Zyklotronenergie ab. So nimmt die Höhe des undurchsichtigen Bereichs im Akkretionsstrom sowohl mit steigender Zyklotronenergie als auch mit steigender Photonenenergie ab.

Eine Untersuchung der Fallgeschwindigkeit β unterhalb des Schocks ergibt eine Abhängigkeit der Richtung der emittierten Strahlung aus der Säule, sowie einen Zusammenhang zwischen der Ausdehnung des Halo außerhalb des Akkretionsstroms, der Höhe der Fallgeschwindigkeit und der Strahlungsstärke der reprozesierten Strahlung. So strahlt die Akkretionssäule bei höher werdenden Fallgeschwindigkeiten bevorzugter in Richtung der Sternoberfläche, was sich in einem niedrigen Fluß für die Säule und einem höher werdenden Fluß für Halo und Reprozessierung äußert. Nicht unterschätzt werden darf auch die Temperatur des äußeren Halo. So nimmt zwar mit größer werdender Fallgeschwindigkeit des Plasmas die Aus-

dehnung des Halo auf der Neutronensternoberfläche außerhalb der Akkretionssäule ab, gleichzeitig erhöht sich aber dessen Temperatur, was bedeutet: der schmalere Halo ist heißer. Da sowohl die Temperatur des Halo als auch seine Ausdehnung von Bedeutung sind, kann beobachtet werden, dass manche Fallgeschwindigkeiten, welche sich in ihrer Höhe zwar unterscheiden (wie zum Beispiel $0.5c$ und $0c$), trotzdem einen nahezu identischen Fluß aufweisen. Die Strahlungsintensität des äußeren Halo beeinflusst wiederum, wie viel Röntgenstrahlung in den oberen Akkretionsstrom gelangt und dort anschließend am fallenden Plasma gestreut wird.

Die Analyse der Ergebnisse zu verschiedenen Säulenbreiten und Wanddicken zeigt, dass die Variation der Säulenbreite die größten Änderungen im Kurvenverlauf der Strahlungscharakteristiken ergibt, während beim Betrachten verschiedener Wanddicken nur geringe Unterschiede auffallen. So kann infolge der größer werdenden Wanddicke beobachtet werden, dass sich bei kleinen Winkeln das Minimum, welches sehr stark von der Höhe der Säulenbreite und Wanddicke abhängt, leicht nach links zu den kleineren Winkeln hin verschiebt. Bei der Vollsäule kann, wie erwartet, kein Minimum mehr beobachtet werden. Wie bereits angesprochen, beeinflusst die ändernde Säulenbreite die Lage des Minimums bei kleinen Winkeln. Die Untersuchung der unterschiedlichen Säulenbreiten ergibt, dass mit kleiner werdender Breite das Minimum ausgeprägter wird und sich zu den kleineren Winkeln hin verschiebt. Interessant ist die Abhängigkeit des äußeren Halo sowie der Emission der äußeren Säulenwand von der Breite der Akkretionssäule. Während bei breiten Säulen (ab $\alpha_0 = 0.325$ rad) der äußere Halo teilweise durch die Akkretionssäule verdeckt wird, was sich in einer Abnahme des Flusses äußert, kann der Akkretionsstrichter bei einem Blick auf die Akkretionssäule von unten (Blickwinkel von 180 Grad) nicht komplett vom Neutronenstern abgedeckt werden. Hier beobachtet man einen Anstieg des Flusses.

Der letzte in dieser Arbeit variierte Parameter ist die Temperatur der inneren Säulenwand. Aus den Resultaten der Simulationsrechnungen wird deutlich, dass eine Änderung der Temperatur den größten Einfluss auf die Strahlungskomponenten Halo innen und Säule innen ausübt, dies zeigt sich vor allem in Form einer Auffächerung des Gesamtstrahlungsverlaufs. Ein Vergleich der Gesamtemissionscharakteristiken bei unterschied-

lichen Temperaturen kT_i zeigt wie erwartet, dass der Kurvenverlauf für die heißeste Temperatur immer den höchsten Fluß hat, während die Kurve für gleiche Temperaturen an der äußeren und inneren Säulenwand den vergleichsweise niedrigsten Fluß aufweist.

Zum Schluß wurden die Erkenntnisse aus der Parameteranalyse dafür verwendet, die aus den Pulsprofilen gewonnenen Emissionscharakteristiken der Pulsare Cen X-3 und A0535+26 so gut wie möglich zu reproduzieren. Der Vergleich beobachteter und modellierter Kurven zeigt, dass mit dem in dieser Arbeit beschriebenen Modell und der Variation diskutierter Parameter der Gesamtkurvenverlauf bei allen Energien noch nicht reproduziert werden kann. Er zeigt aber auch, dass der Kurvenverlauf bei niedrigen Energien und kleinen Winkeln, hier sehr stark durch die Strahlungskomponenten Halo außen und innen geprägt, sowohl bei Cen X-3 als auch bei A0535+26 in etwa den beobachteten Kurven entspricht. Bei A0535+26 findet sich zusätzlich bei größeren Winkeln und höheren Energien eine Übereinstimmung. Eine qualitative Deutung der präsentierten Ergebnisse legt nahe, dass es sich bei dem Röntgenpulsar Cen X-3 um einen Pulsar mit einer eher schmalen Akkretionssäule und einer großen Wanddicke bzw. einer Vollsäule handeln könnte. Aus der Analyse der Ergebnisse des Röntgenpulsars A0535+26 lässt sich ableiten, dass dieser eine Hohlsäule mittlerer Breite sowie mittlerer Wanddicke aufweisen könnte.

Teil V

ANHANG

EINSTELLUNGEN ZUR VARIATION DES MODELLPARAMETERS ZYKLOTRONENERGIE

| PARAMETER | WERT |
|--|---|
| Masse des Neutronensterns m_n | $1.4 M_\odot$ |
| Radius des Neutronensterns r_n | 10 km |
| Höhe der Schockfront r_t | $1.05 r_n$ |
| Freifallgeschwindigkeit $\beta = \sqrt{r_s/r}$ | 0.648 |
| Leuchtkraft L (lokal) | $1.09 \cdot 10^{30} \text{ W}$ |
| Zyklotronenergie E_C (lokal) | 19.0 keV, 39.2 keV, 59.5 keV |
| Photonenenergie E_{ph} (lokal) | 1 keV, 10 keV, 30 keV, 60 keV, 90 keV |

| Säule | α_o in rad | α_i in rad | d in rad | ρ in g/cm ³ | kT_o in keV | kT_i in keV |
|-------|----------------------|----------------------|-------------|--------------------------------|------------------|------------------|
| 1 Ta | 0.15 | 0.09 | 0.06 | $3.35 \cdot 10^{-5}$ | 3.58 | 3.58 |
| 1 Tc | 0.15 | 0.09 | 0.06 | $3.35 \cdot 10^{-5}$ | 3.58 | 5.14 |

Tabelle 10: Parameter der Modellrechnung "Zyklotronenergie".

"Säule 1 Ta" steht für Säule 1 mit Temperaturmodell a ($kT_i = kT_o$), "Säule 1 Tc " steht für Säule 1 mit Temperaturmodell c ($kT_i = kT_{i,max}$); Säulenbreite α_o , halber Öffnungswinkel (innen) α_i , Wanddicke $d = \alpha_o - \alpha_i$, Dichte ρ , effektive Temperatur der äußeren Säulenwand kT_o , effektive Temperatur der inneren Säulenwand kT_i

EINSTELLUNGEN ZUR VARIATION DES MODELLPARAMETERS FALLGESCHWINDIGKEIT

| PARAMETER | WERT |
|----------------------------------|---|
| Masse des Neutronensterns m_n | $1.4 M_\odot$ |
| Radius des Neutronensterns r_n | 10 km |
| Höhe der Schockfront r_t | $1.05 r_n$ |
| Geschwindigkeit der Randschicht | 0, 0.2, 0.35, 0.5 0.648 |
| Leuchtkraft L (lokal) | $1.09 \cdot 10^{30} \text{ W}$ |
| Zyklotronenergie E_C (lokal) | 59.5 keV |
| Photonenenergie E_{ph} (lokal) | 1 keV, 10 keV, 30 keV, 60 keV, 90 keV |

| Säule | α_o in rad | α_i in rad | d in rad | ρ in g/cm ³ | kT_o in keV | kT_i in keV |
|-------|----------------------|----------------------|-------------|--------------------------------|------------------|------------------|
| 1 | 0.25 | 0.19 | 0.06 | $1.84 \cdot 10^{-5}$ | 3.15 | 3.15 |
| 2 | 0.15 | 0.09 | 0.06 | $3.35 \cdot 10^{-5}$ | 3.58 | 3.58 |

Tabelle 11: Parameter der Modellrechnung "Beaming".

Säulenbreite α_o , halber Öffnungswinkel (innen) α_i , Wand-
dicke $d = \alpha_o - \alpha_i$, Dichte ρ , effektive Temperatur der äu-
ßeren Säulenwand kT_o , effektive Temperatur der inneren
Säulenwand kT_i

EINSTELLUNGEN ZUR VARIATION DER MODELLPARAMETER SÄULENBREITE UND WANDDICKE

| PARAMETER | WERT |
|--|---|
| Masse des Neutronensterns m_n | $1.4 M_\odot$ |
| Radius des Neutronensterns r_n | 10 km |
| Höhe der Schockfront r_t | $1.05 r_n$ |
| Freifallgeschwindigkeit $\beta = \sqrt{r_s/r}$ | 0.648 |
| Leuchtkraft L (lokal) | $1.09 \cdot 10^{30} \text{ W}$ |
| Zyklotronenergie E_C (lokal) | 59.5 keV |
| Photonenenergie E_{ph} (lokal) | 1 keV, 10 keV, 30 keV, 60 keV, 90 keV |

| Säule | α_o in rad | α_i in rad | d in rad | ρ in g/cm^3 | kT_o in keV | kT_i in keV |
|-------|----------------------|----------------------|---------------|------------------------------|------------------|------------------|
| 1 W1 | 0.4 | 0.34 | 0.06 | $1.11 \cdot 10^{-5}$ | 2.80 | 2.80 |
| 2 W1 | 0.325 | 0.265 | 0.06 | $1.38 \cdot 10^{-5}$ | 2.95 | 2.95 |
| 3 W1 | 0.25 | 0.19 | 0.06 | $1.84 \cdot 10^{-5}$ | 3.15 | 3.15 |
| 3 W2 | 0.25 | 0.23 | 0.02 | $5.07 \cdot 10^{-5}$ | 3.15 | 3.15 |
| 3 W3 | 0.25 | 0.25 | Vollsäule | $7.75 \cdot 10^{-5}$ | 3.15 | 3.15 |
| 4 W1 | 0.15 | 0.09 | 0.06 | $3.35 \cdot 10^{-5}$ | 3.58 | 3.58 |
| 5 W1 | 0.07 | 0.01 | 0.06 | $1.00 \cdot 10^{-4}$ | 4.34 | 4.34 |

Tabelle 12: Parameter der Modellrechnung "Säulenbreite und Wanddicke".

1 W1 steht für Säule 1 mit Wanddicke 1 (0.06 rad) usw.; Säulenbreite α_o , halber Öffnungswinkel (innen) α_i , Wanddicke $d = \alpha_o - \alpha_i$, Dichte ρ , effektive Temperatur der äußeren Säulenwand kT_o , effektive Temperatur der inneren Säulenwand kT_i

EINSTELLUNGEN ZUR VARIATION DES MODELLPARAMETERS TEMPERATUR kT_i

| PARAMETER | WERT |
|--|---|
| Masse des Neutronensterns m_n | $1.4 M_\odot$ |
| Radius des Neutronensterns r_n | 10 km |
| Höhe der Schockfront r_t | $1.05 r_n$ |
| Freifallgeschwindigkeit $\beta = \sqrt{r_s/r}$ | 0.648 |
| Leuchtkraft L (lokal) | $1.09 \cdot 10^{30} \text{ W}$ |
| Zyklotronenergie E_C (lokal) | 59.5 keV |
| Photonenenergie E_{ph} (lokal) | 1 keV, 10 keV, 30 keV, 60 keV, 90 keV |

| Säule | α_o in rad | α_i in rad | d in rad | ρ in g/cm^3 | kT_o in keV | kT_i in keV |
|-------|----------------------|----------------------|---------------|------------------------------|------------------|------------------|
| 1 Ta | 0.40 | 0.34 | 0.06 | $1.11 \cdot 10^{-5}$ | 2.80 | 2.80 |
| 1 Tc | 0.40 | 0.34 | 0.06 | $1.11 \cdot 10^{-5}$ | 2.80 | 3.05 |
| 2 Ta | 0.25 | 0.19 | 0.06 | $1.84 \cdot 10^{-5}$ | 3.15 | 3.15 |
| 2 Tc | 0.25 | 0.19 | 0.06 | $1.84 \cdot 10^{-5}$ | 3.15 | 3.89 |
| 3 Ta | 0.15 | 0.09 | 0.06 | $3.35 \cdot 10^{-5}$ | 3.58 | 3.58 |
| 3 Tb | 0.15 | 0.09 | 0.06 | $3.35 \cdot 10^{-5}$ | 3.58 | 4.36 |
| 3 Tc | 0.15 | 0.09 | 0.06 | $3.35 \cdot 10^{-5}$ | 3.58 | 5.14 |
| 4 Ta | 0.07 | 0.01 | 0.06 | $1.00 \cdot 10^{-4}$ | 4.34 | 4.34 |
| 4 Tc | 0.07 | 0.01 | 0.06 | $1.00 \cdot 10^{-4}$ | 4.34 | 6.26 |

Tabelle 13: Parameter der Modellrechnung "Temperatur".

"Säule 1 Ta" steht für Säule 1 mit Temperaturmodell a ($kT_i = kT_o$) usw., "Säule 1 Tc" steht für Säule 1 mit Temperaturmodell c ($kT_i = kT_{i,max}$) usw., "Säule 3 Tb" steht für Säule 3 mit Temperaturmodell b ($kT_i = kT_{i,mittel}$); Säulenbreite α_o , halber Öffnungswinkel (innen) α_i , Wanddicke $d = \alpha_o - \alpha_i$, Dichte ρ , effektive Temperatur der äußeren Säulenwand kT_o , effektive Temperatur der inneren Säulenwand kT_i

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] T. D. C. Ash, A. P. Reynolds, P. Roche, A. J. Norton, M. D. Still, & L. Morales-Rueda. The mass of the neutron star in Centaurus X-3. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 307(2):357, August 1999.
- [2] O. Barziv, L. Kaper, M. H. van Kerkwijk, J. H. Telting, & J. van Paradijs. The mass of the neutron star in Vela X-1. *Astron. Astrophys.*, 377(astro-ph/0108237. 3):925, 2001.
- [3] M. M. Basko & R. A. Sunyaev. The limiting luminosity of accreting neutron stars with magnetic fields. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 175:395, May 1976.
- [4] P. A. Becker, D. Klochkov, G. Schönherr, O. Nishimura, C. Ferrigno, I. Caballero, P. Kretschmar, M. T. Wolff, J. Wilms, & R. Staubert. Spectral Formation in Accreting X-Ray Pulsars: Bimodal Variation of the Cyclotron Energy with Luminosity. *Astronomy & Astrophysics*, January 2015.
- [5] Peter A. Becker & Michael T. Wolff. Spectral formation in X-ray pulsars: bulk Comptonization in the accretion shock. *Astrophysical Journal*, 630(1):465, 2005.
- [6] Peter A. Becker & Michael T. Wolff. Thermal and Bulk Comptonization in Accretion-Powered X-Ray Pulsars. *Audio, Transactions of the IRE Professional Group on*, January 2007.
- [7] Andrei M. Beloborodov. Gravitational Bending of Light Near Compact Objects. *arXiv.org:astro-ph/0201117v1*, (2): L85, January 2002.
- [8] S. Blum. Analyse der Pulsprofile von Hercules X-1 und anderen binären Röntgenpulsaren. *Dissertation, Universität Tübingen*, December 2000.
- [9] Amber N. Marsh Boyer, M. Virginia McSwain, Christina Aragona, & Benjamin Ou-Yang. Physical Properties of the B and Be Star Populations of η and χ Persei. *arXiv.org:astro-ph.SR/1209.5771v1*, September 2012.

- [10] J. J. Brainerd & P. Meszaros. Dynamic effects on cyclotron scattering in pulsar accretion columns. *Astrophysical Journal*, 369:179, March 1991.
- [11] David J. Burnard, Jonathan Arons, & Richard I. Klein. Accretion powered pulsars: continuum spectra and light curves of settling accretion mounds. *The Astrophysical Journal*, 367:575, February 1991.
- [12] I. Caballero. X-ray observations of the accreting Be/X-ray binary pulsar A 0535+ 26 in outburst. *Dissertation, Universität Tübingen*, 2009.
- [13] I. Caballero & J Wilms. X-ray pulsars: a review. *preprint arXiv:1206.3124*, 2012.
- [14] I. Caballero, U. Kraus, K. Postnov, A. Santangelo, P. Kretschmar, D. Klochkov, & R. Staubert. A 0535+26 in outburst: magnetospheric instabilities and accretion geometry. *arXiv.org:0912.0252*, page 252, December 2009.
- [15] J. Casares, J. I. Gonzalez Hernandez, G. Israelian, & R. Rebolo. On the mass of the neutron star in Cyg X-2. *arXiv.org:0910.4496*, October 2009.
- [16] N. Chamel, P. Haensel, J. L. Zdunik, & A. F. Fantina. On the Maximum MAss of Neutron Stars. *International Journal of Modern Physics E*, 22(07):1330018, July 2013.
- [17] Wayne Coburn. A study of magnetic fields of accreting x-ray pulsars with the Rossi x-ray timing explorer. *Dissertation, Universität California, San Diego*, 2001.
- [18] Thierry J. Courvoisier. *High Energy Astrophysics. An Introduction*. Springer, October 2012.
- [19] Kris Davidson & Jeremiah P. Ostriker. Neutron-Star Accretion in a Stellar Wind: Model for a Pulsed X-Ray Source. *Astrophysical Journal*, 179:585, January 1973.
- [20] M. H. Finger, R. B. Wilson, & K. S. Hagedon. A0535+26. *AU Circ*, 5931:1, February 1994. URL <http://cdsads.u-strasbg.fr/abs/1994IAUC.5931....1F>.
- [21] W. Forman, C. Jones, L. Cominsky, P. Julien, S. Murray, G. Peters, H. Tananbaum, & R. Giacconi. The fourth uhuru catalog of x-ray sources. *Astrophysical Journal*, 38:357, December 1978. A&AA ID. AAA022.002.059.

- [22] Juhan Frank, Andrew King, & Derek J. Raine. *Accretion Power in Astrophysics: Third Edition*. Cambridge University Press, January 2002.
- [23] H. Friedman, S. W. Lichtman, & E. T. Byram. Photon counter measurements of solar x-rays and extreme ultraviolet light. *Phys. Rev.*, 83:1025, Sep 1951. doi: 10.1103/PhysRev.83.1025. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.83.1025>.
- [24] R. Giacconi. Achievements and prospects for X-ray astronomy. *Astronomische Nachrichten*, 319:147, 1998.
- [25] R. Giacconi, H. Gursky, F. R. Paolini, & B. B. Rossi. Evidence for X-rays from sources outside the solar system. *Phys. Rev. Lett.*, 9(11):439, 1962.
- [26] R. Giacconi, H. Gursky, E. Kellogg, E. Schreier, & H. Tananbaum. Discovery of Periodic X-Ray Pulsations in Centaurus X-3 from UHURU. *The Astrophysical Journal*, 167:1, July 1971.
- [27] Franco Giovannelli & Lola Sabau Graziati. A 0535 + 26/H-DE 245770: A typical X-ray/Be system. *Space Science Reviews*, 59(1):1, December 1991.
- [28] H. Gursky, R. Giacconi, P. Gorenstein, J. R. Waters, M. Oda, H. Bradt, G. Garmire, & B. V. Sreekantan. A Measurement of the Angular Size of the X-Ray Source SCO X-1. *Astrophysical Journal*, 144:1249, June 1966.
- [29] H. Gursky, R. Giacconi, P. Gorenstein, J. R. Waters, M. Oda, H. Bradt, G. Garmire, & B. V. Sreekantan. A Measurement of the Location of the X-Ray Source SCO X-1. *Astrophysical Journal*, 146:310, October 1966.
- [30] Tolga Güver, Patricia Wroblewski, Larry Camarota, & Feri Özel. The Mass and Radius of the Neutron Star in 4U 1820 - 30. *The Astrophysical Journal*, 719(2):1807, August 2010.
- [31] P. Haensel, A. Y. Potekhin, & D. G. Yakovlev. Neutron Stars 1 : Equation of State and Structure. *Neutron Stars 1 : Equation of State and Structure*, 326, 2007.
- [32] Alice K. Harding & Dong Lai. Physics of Strongly Magnetized Neutron Stars. *arXiv.org:astro-ph/0606674*, June 2006.

- [33] Lee Hartmann. *Accretion Processes in Star Formation*. Cambridge University Press, 2. edition Auflage, 2008.
- [34] R. Hudec. Untersuchungen an HDE 245770, Kandidat für die Röntgenquelle A 0535+26. *Zentralinstitut für Astrophysik Sternwarte Sonneberg Mitteilungen über Veränderliche Sterne*, 7:29, 1975. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1975MitVS...7...29H>.
- [35] R. Kippenhahn & A. Weigert. Entwicklung in engen Doppelsternsystemen I. Massenaustausch vor und nach Beendigung des zentralen Wasserstoff-Brennens. *Zeitschrift für Astrophysik*, 65:251, 1967.
- [36] U. Kraus. Strahlungstransport in der Schwarzschildmetrik - Numerische Modellierung von Pulsformen leuchtschwacher Röntgenpulsare. *Dissertation, Universität Tübingen*, 1992.
- [37] U. Kraus. Light deflection near neutron stars. page 66, 1998. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1998reas.conf...66K>. Provided by the SAO/NASA Astrophysics Data System.
- [38] U. Kraus. Hollow Accretion Columns on Neutron Stars and the Effects of Gravitational Light Bending. *The Astrophysical Journal*, 563:289, 2001.
- [39] U. Kraus. Pulse Shape Formation in Binary X-Ray Pulsars. *Habilitation, Universität Tübingen*, May 2003.
- [40] U. Kraus. Röntgenpulsare. *Sterne und Weltraum*, October 2006.
- [41] U. Kraus. Gesprächsnotizen, 2013–2015.
- [42] U. Kraus, H. Herold, T. Maile, H.P. Nollert, & A. Rebetzky. Towards a self-consistent description of accretion columns. III - Radiation pattern and computer-generated pictures of the emission region. *Astronomy & Astrophysics*, 223:246, October 1989.
- [43] U. Kraus, H.P. Nollert, H. Ruder, & H. Riffert. Analyzing X-Ray Pulsar Profiles: Asymmetry as a Key to Geometry and Beam Pattern. *The Astrophysical Journal*, 450:763, September 1995.

- [44] U. Kraus, S. Blum, J. Schulte, H. Ruder, & P. Meszaros. Analyzing X-Ray Pulsar Profiles: Geometry and Beam Pattern of Centaurus X-3. *The Astrophysical Journal*, 467:794, August 1996.
- [45] U. Kraus, C. Zahn, C. Weth, & H. Ruder. X-Ray Pulses from Accretion Columns: Contributions to the Energy Dependence of the Pulse Shape. *The Astrophysical Journal*, 590 (1):424, June 2003.
- [46] U. Kraus, C. Zahn, & A. Santangelo. X-ray pulses from accretion columns II: The illuminated accretion stream. In *Vorbereitung*.
- [47] W. Krzeminski. The identification and UBV photometry of the visible component of the Centaurus X-3 binary system. *Astrophysical Journal*, 192:L135, September 1974.
- [48] Frederick K Lamb & Stratos Boutloukos. Accreting Neutron Stars in Low-Mass X-Ray Binary Systems. *Short-Period Binary Stars: Observations*, 352:87, 2008.
- [49] Silas Laycock, Andreas Zezas, Jaesub Hong, Jeremy J Drake, & Valsamo Antoniou. Exploring the small Magellanic Cloud to the faintest X-Ray Fluxes: Source Catalog, Timing and Spectral Analysis. *The Astrophysical Journal*, astro-ph(2):1217, August 2014. Published in *The Astrophysical Journal*. This version replaces the original manuscript (arXiv:0809.1738) to reflect changes made in the final published article.
- [50] D. A. Leahy. Hollow-Cone Accretion Columns and Light-bending Effects. *The Astrophysical Journal*, 596(2):1131, October 2003.
- [51] D. A. Leahy. An accretion column model for the accreting pulsar Her X-1. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 348(3):932, March 2004.
- [52] D. A. Leahy. Mass-Radius Constraints from a Pulse Shape Model for Hercules X-1. *The Astrophysical Journal*, 613(1): 517, September 2004.
- [53] A. Levine, C. P. Ma, J. McClintock, S. Rappaport, M. van der Klis, & F. Verbunt. 4U 1626-67 - The binary with the smallest known mass function. *Astrophysical Journal*, 327:732, April 1988.

- [54] Walter H. G. Lewin & Michiel van der Klis. *Compact Stellar X-ray Sources*. Compact stellar X-ray sources. Edited by Walter Lewin & Michiel van der Klis. Cambridge Astrophysics Series, April 2006.
- [55] List of Accreting X-ray Binary Pulsars, Sorted on Pulse Period, Last Update: 07 May 2014. List of accreting x-ray binary pulsars, sorted on pulse period, last update: 07 may 2014. URL http://www.iasfbo.inaf.it/~mauro/pulsar_list.html#Stats. Eingesehen am 12.05.2014.
- [56] Y. E. Lyubarskii & R. A. Syunyaev. Accretion Column Structure. *Soviet Astronomy Letters*, 14:390, September 1988.
- [57] Oscar P. Manley. Problems Relating to Magnetic Fields in Neutron Stars. *Astrophysical Journal*, 147:808, February 1967.
- [58] L. Maraschi, A. Treves, & E. P. J. van den Heuvel. B-emission stars and X-ray sources. *Nature*, 259(5541):292, January 1976.
- [59] P. Mészáros. Radiation From Accreting Magnetized Neutron Stars. *Space Science Reviews*, 38:325, 1984.
- [60] P. Mészáros. *High-Energy Radiation from Magnetized Neutron Stars*. University of Chicago Press, June 1992.
- [61] P. Mészáros & H. Riffert. Gravitational light bending near neutron stars. II - Accreting pulsar spectra as a function of phase. *Astrophysical Journal*, 327:712, April 1988.
- [62] P. Mészáros & J. Ventura. Vacuum-polarization effects on thomson cross sections in a magnetized plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 41:1544, Nov 1978. doi: 10.1103/PhysRevLett.41.1544.
- [63] P. Mészáros & J. Ventura. Vacuum polarization effects on radiative opacities in a strong magnetic field. *Phys. Rev. D*, 19:3565, Jun 1979. doi: 10.1103/PhysRevD.19.3565.
- [64] Charles W. Misner & J. Archibald Wheeler. *Gravitation*. Macmillan, September 1973.
- [65] A. Müller. The onset of General Relativity: gravitationally redshifted emission lines. *Astronomische Nachrichten*, 327 (10):1024, December 2006.

- [66] F. Nagase, R. H. D. Corbet, C. S. R. Day, H. Inoue, T. Takeshima, K. Yoshida, & T. Mihara. GINGA observations of Centaurus X-3. *Astrophysical Journal*, 396:147, September 1992.
- [67] Sachindra Naik, Biswajit Paul, & Zulfikar Ali. X-Ray Spectroscopy of the High-Mass X-ray Binary Pulsar Centaurus X-3 over its Binary Orbit. *The Astrophysical Journal*, 737(2): 79, August 2011.
- [68] NASA's HEASARC - High Energy Astrophysics Science Archive Research Center. How many known x-ray (and other) sources are there? Website. URL http://heasarc.nasa.gov/docs/heasarc/headates/how_many_xray.html. Eingesehen am 13.04.2014.
- [69] NASA's HEASARC: Observatories. Website. URL <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/observatories.html>. Eingesehen am 19.04.2014.
- [70] H.P. Nollert, U. Kraus, A. Rebetzky, H. Herold, T. Maille, & H. Ruder. *Relativistic Light Bending near Neutron Stars*, volume 296 of *ESA Special Publication*. November 1989. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1989ESASP.296..551N>. Provided by the SAO/NASA Astrophysics Data System.
- [71] J. A. Petterson. On the occurrence of streams and disks in massive X-ray binary systems. *Astrophysical Journal*, 224: 625, September 1978.
- [72] John M. Porter & T. Rivinius. Classical Be Stars. *Publ.Astron.Soc.Pac.*, 115:1153, 2003.
- [73] H. Riffert & P. Meszaros. Gravitational light bending near neutron stars. I - Emission from columns and hot spots. *Astrophysical Journal*, 325:207, February 1988.
- [74] F. D. Rosenberg, C. J. Eyles, G.K. Skinner, & A. P. Willmore. Observations of a transient X-ray source with a period of 104 s. *Nature*, 256:628, August 1975. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1975Natur.256..628R>.
- [75] A. Sandage, P. Osmer, R. Giacconi, P. Gorenstein, H. Gursky, J. Waters, H. Bradt, G. Garmire, B. V. Sreekantan,

- M. Oda, K. Osawa, & J. Jugaku. On the optical identification of SCO X-1. *Astrophysical Journal*, 146:316, October 1966.
- [76] G. Schönherr, J. Wilms, P. Kretschmar, I. Kreykenbohm, A. Santangelo, R. E. Rothschild, W. Coburn, & R. Staubert. A model for cyclotron resonance scattering features. *Astronomy & Astrophysics*, 472(2):353, September 2007.
- [77] E. Schreier, R. Levinson, H. Gursky, E. Kellogg, H. Tananbaum, & R. Giacconi. Evidence for the Binary Nature of Centaurus X-3 from UHURU X-Ray Observations. *Astrophysical Journal*, 172:L79, March 1972.
- [78] Frederick Seward & Philip A. Charles. *Exploring the X-ray Universe*. Cambridge University Press, 1995.
- [79] Steven S. Shapiro & Irwin I. Shapiro. Lichtablenkung durch Gravitation. *Einstein Online*, 4: 1105, 2010. URL http://www.einstein-online.info/vertiefung/Lichtablenkung?set_language=de.
- [80] I. S. Shklovsky. On the Nature of the Source of X-Ray Emission of SCO XR-1. *Astrophysical Journal*, 148:L1, April 1967.
- [81] I. A. Steele, I. Negueruela, M. J. Coe, & P. Roche. The distances to the X-ray binaries LSI +61 deg 303 and A0535+26. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 297(1):L5, June 1998.
- [82] P. Strange. *Relativistic Quantum Mechanics*. With Applications in Condensed Matter and Atomic Physics. Cambridge University Press, September 1998.
- [83] S. Suchy, K. Pottschmidt, J. Wilms, I. Kreykenbohm, G. Schönherr, P. Kretschmar, V. McBride, I. Caballero, R. E. Rothschild, & V. Grinberg. Pulse phase resolved analysis of the HMXB Cen X-3 over two binary orbits. *arXiv.org:astro-ph/0711.2752v1*, November 2007.
- [84] H. Tananbaum, H. Gursky, E. M. Kellogg, R. Levinson, E. Schreier, & R. Giacconi. Discovery of a Periodic Pulsating Binary X-Ray Source in Hercules from UHURU. *Astrophysical Journal*, 174:L143, June 1972.

- [85] Thomas M. Tauris & Ed van den Heuvel. Formation and Evolution of Compact Stellar X-ray Sources. *arXiv.org:astro-ph/0303456v1*, March 2003.
- [86] J. Trümper. X-ray sources and pulsars. *Astronomische Gesellschaft*, 58:7, 1983.
- [87] J. Trümper, W. Pietsch, C. Reppin, W. Voges, R. Staubert, & E. Kendziorra. Evidence for strong cyclotron line emission in the hard X-ray spectrum of Hercules X-1. *The Astrophysical Journal*, 219:L105, February 1978. doi: 10.1086/182617. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1978ApJ...219L.105T>. Provided by the SAO/NASA Astrophysics Data System.
- [88] Albrecht Unsöld, Bodo Baschek, & Wolfgang J. Duschl. *Der neue Kosmos: Einführung in die Astronomie und Astrophysik*. Springer, 7. Auflage, 2012.
- [89] M. H. van Kerkwijk, J. van Paradijs, & E. J. Zuiderwijk. On the masses of neutron stars. *Astronomy & Astrophysics*, 303: 497, November 1995.
- [90] J. Ventura, W. Nagel, & P. Mészáros. Possible vacuum signature in the spectra of X-ray pulsars. *Astrophys.J.*, 233: L125, 1979.
- [91] H. H. Voigt. *Abriss der Astronomie*. BI-Wissenschaftsverlag, Mannheim, 5. Auflage, 1991.
- [92] I. Wasserman & S. L. Shapiro. Masses, radii, and magnetic fields of pulsating X-ray sources - Is 'the standard' model self-consistent. *Astrophysical Journal*, 265:1036, February 1983.
- [93] Alfred Weigert, Heinrich J. Wendker, & Lutz Wisotzki. *Astronomie und Astrophysik: Ein Grundkurs*. Wiley-VCH, 5. Auflage, 2009.
- [94] N. E. White, J. H. Swank, & S. S. Holt. Accretion powered X-ray pulsars. *Astrophysical Journal*, 270:711, July 1983.
- [95] Corvin Zahn. Vierdimensionales Ray-Tracing in einer gekrümmten Raumzeit. *Diplomarbeit, Universität Stuttgart*, January 1991.

LITERATURVERZEICHNIS

- [96] Corvin Zahn. Visualisierung der Relativitätstheorie - Koordinatenfreie und interaktive Werkzeuge. *Dissertation, Universität Tübingen*, August 2008.

IMPRESSUM

Dieses Werk ist mit der Creative-Commons-Nutzungslizenz «Namensnennung – Nicht kommerziell – Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland» versehen. Weitere Informationen finden sich unter: <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/de>

Universitätsverlag Hildesheim
Universitätsplatz 1
31141 Hildesheim
www.uni-hildesheim.de/bibliothek/universitaetsverlag-open-access

Erstausgabe Hildesheim 2016

ISBN 978-3-934105-71-3
ISBN-A 10.978.3934105/713

This document was typeset using the typographical look-and-feel `classicthesis` developed by André Miede. The style was inspired by Robert Bringhurst's seminal book on typography "*The Elements of Typographic Style*". `classicthesis` is available for both \LaTeX and \LyX :

<https://bitbucket.org/amiede/classicthesis/>

Final Version as of 26. April 2016 (`classicthesis` version 4.0).